001/96

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

MEDIÇÃO DE DENSIDADE NO TOKAMAK TBR-1 POR ROTAÇÃO DE FARADAY

SBI-IFUSP

305M810T2421

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Antônio Montes (INPE)
Prof. Dr. Munemasa Machida (UNICAMP)
Prof. Dr. Edson Del Bosco (INPE)
Prof. Dr. Ivan Cunha Nascimento (IFUSP)
Prof. Dr. José Henrique Vuolo (IFUSP)

Juan Iraburu Elizondo

Prof. Iberê Luiz Caldas
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Orientador: **Prof. Dr. José Henrique Vuolo**

São Paulo

1996

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ex. 1
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
2421
INSTITUTO DE FÍSICA

530.44
E43m
D
ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Elizondo, Juan Iraburu
Medição de densidade no tokamak TBR-1 por rotação de Faraday. São Paulo, 1996.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Aplicada.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. José Henrique Vuolo

Unitermos:1. Plasma; 2. Tokamak; 3. Rotação de Faraday; 4. Microondas.

USP/IF/SBI - 08/96

RESUMO

Neste trabalho, são apresentados os resultados experimentais de medições de densidade eletrônica no tokamak TBR-1, obtidas por meio de rotação de Faraday num feixe de microondas. O feixe (65 GHz, 500 mW) é gerado por uma klystron e atravessa o plasma no plano médio horizontal. Os valores obtidos para a densidade concordam bem com as medições feitas com um interferômetro de microondas convencional. A partir das simulações numéricas e das medições, conclui-se ser recomendável o uso de comprimentos de onda menores, para minimizar a refração do feixe no plasma. Os resultados obtidos demonstram a viabilidade do método de medição de densidade por rotação de Faraday, em experiência feita pela primeira vez em tokamak, para a geometria considerada.

ABSTRACT

In this work, the experimental results of electronic density measurements in the TBR-1 tokamak, obtained by Faraday rotation of a microwave beam, are presented. The beam (65 GHz, 500 mW) is generated by a klystron and crosses the plasma in the horizontal plane. The density values obtained are in agreement with the measurements of a conventional microwave interferometer. As a result of numerical simulations and measurements, it can be concluded that it would be advisable the use of lower wavelengths, to minimize the beam refraction when it crosses the plasma. The results show the feasability of the Faraday rotation method for density measurement, in the first experiment performed in a tokamak, for the geometry considered.

AGRADECIMENTOS

Este trabalho não teria sido concluído sem a ajuda e o apoio efetivo das pessoas do Grupo de Plasma, da oficina mecânica e dos outros serviços do Instituto. A todas elas, e a quantos contribuíram de alguma forma para o bom andamento deste trabalho, o meu mais sincero agradecimento.

A meus pais.

ÍNDICE

Capítulo 1	**Introdução**	1
Capítulo 2	**Rotação de Faraday**	5
2.1	Introdução	5
2.2	Evolução da polarização na esfera de Poincaré	6
2.3	Evolução da polarização no tokamak TBR-1	10
2.4	Cálculo analítico aproximado da rotação de Faraday	13
2.5	Simulação numérica dos efeitos de rotação de Faraday e de birrefringência linear	13
2.6	Análise dos resultados da simulação	14
2.7	Refração no plasma	20
2.8	Simulação numérica da refração no plasma e da rotação de Faraday	21
2.9	Conclusões	24
Capítulo 3	**Interferometria e reflectometria de microondas**	25
3.1	Introdução	25
3.2	Interferômetro em ponte simples	27
	3.2.1 Princípio de operação	27
	3.2.2 Limitações deste tipo de interferômetro	33
3.3	Outros tipos de interferômetro	34
3.4	Reflectometria de microondas	38
Capítulo 4	**Descrição dos arranjos experimentais**	41
4.1	O tokamak TBR-1	41
4.2	Sistemas de diagnóstico	42
4.3	Interferômetro de microondas	42
4.4	Polarímetro	45
	4.4.1 Polarímetro com as antenas externas ao vaso	46
	4.4.2 Polarímetro com as antenas dentro do vaso	49
	4.4.3 Sensibilidade do polarímetro	53

4.5 Sistemas de diagnóstico auxiliares usados nos experimentos 53
4.6 Sistema de aquisição de dados 54

Capítulo 5 Resultados experimentais 56
5.1 Introdução 56
5.2 Medições polarimétricas com as antenas fora do vaso 57
5.2.1 Despolarização do feixe de microondas por reflexão na câmara 57
5.2.2 Plasma em modo tokamak 57
5.2.3 Plasma gerado por ressonância ciclotrônica de elétrons (ECR) 58
5.2.4 Plasma em "glow discharge" 59
5.3 Medições polarimétricas com as antenas dentro do vaso 59
5.3.1 Plasmas gerados pelo oscilador de pré-ionização 59
5.3.2 Resultados obtidos em modo tokamak 60
5.4 Interferometria de microondas 62
5.5 Resultados obtidos a partir das medições 63
5.5.1 Programas de análise dos sinais do polarímetro e do interferômetro 63
5.5.2 Perfis de densidade obtidos 63
Figuras 65

Capítulo 6 Análise dos resultados e conclusões 98
6.1 Análise dos resultados 98
6.2 Discussão do método 101
6.3 Simulação da rotação de Faraday para o tokamak TCA/BR 102

Referências bibliográficas 104

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A pesquisa experimental em plasmas magneticamente confinados, visando a fusão nuclear controlada, tem exigido o desenvolvimento de métodos e dispositivos para medição das grandezas que caracterizam o plasma. Um destes parâmetros básicos, a densidade eletrônica, é atualmente medida nos tokamaks preferencialmente por meio de técnicas de interferometria e reflectometria para radiação milimétrica e sub-milimétrica (Heald, 1965; Véron, 1979; Luhmann, 1984; Hutchinson, 1987).

A densidade eletrônica também pode ser deduzida por meio de outros procedimentos, tais como a medição da intensidade de luz espalhada em um feixe de laser (espalhamento Thomson) e usando feixes de íons pesados ou de partículas neutras (Luhmann, 1984). Estas técnicas envolvem arranjos experimentais complexos e a interpretação dos resultados obtidos depende de modelos e hipóteses nem sempre verificáveis. Por tais motivos, estes métodos não são usados habitualmente como procedimentos de rotina para a medição da densidade em tokamaks. Existem também dispositivos mais limitados, como as sondas eletrostáticas, cuja utilização é restrita à borda do plasma (Huddlestone, 1965).

A reflectometria, na faixa de ondas milimétricas, baseia-se na existência de uma densidade de corte para a propagação de ondas em plasmas, cujo valor é função da frequência da onda. Mediante técnicas adequadas é possível determinar a posição e, eventualmente, os deslocamentos da superfície de densidade igual à densidade crítica. A reflectometria é bastante usada para determinar o valor e o nível de flutuação da densidade na borda da coluna de plasma.

A interferometria, usando ondas milimétricas e sub-milimétricas, é atualmente o método mais usado para a medição da densidade média em tokamaks. Existem diversos tipos de interferômetro mas, em última análise, todos estão baseados na dependência do índice de refração do plasma com a densidade eletrônica. Qualquer variação de densidade implica em mudança no índice de refração e portanto na fase da onda que atravessa o plasma. Esta variação de fase pode ser medida no detector por meio de um arranjo interferométrico, permitindo obter a densidade média do plasma ao longo do percurso do feixe. O interferômetro utilizado no tokamak TBR-1 é descrito mais detalhadamente em Da Silva e Nascimento (1992) e também nos capítulos 3 e 4 deste trabalho.

Os sistemas interferométricos tem que ser projetados de forma a evitar cuidadosamente as vibrações mecânicas. Uma variação de $\lambda/4$ no comprimento de um dos braços do interferômetro é vista no detector como uma mudança de fase de $\pi/2$, e seria erroneamente interpretada como uma variação apreciável na densidade. Por outro lado, os tokamaks mais recentes e os que estão sendo projetados operam com densidades mais altas, exigindo o uso de frequências mais elevadas (comprimentos de onda cuja ordem de grandeza é de décimos ou centésimos de

milímetro), para que a densidade de corte esteja bem acima da densidade real do plasma, minimizando também os efeitos da refração.

Em tokamaks do porte do ITER, certamente existirão bastantes dificuldades para projetar e operar um sistema interferométrico para medição de densidade que seja imune a vibrações (Snider, 1992). Isto implicará estruturas mecânicas relativamente grandes e pesadas, aumentando o custo e a complexidade do sistema e complicando a acessibilidade à máquina. As limitações dos interferômetros convencionais, para a medição da densidade do plasma, têm estimulado o desenvolvimento de sistemas não-interferométricos. Um deles está baseado na rotação de Faraday.

No século passado, M. Faraday verificou que, incidindo luz polarizada em certos materiais na presença de um campo magnético, o plano de polarização da luz sofria uma rotação ao atravessar o meio (rotação de Faraday).

Analogamente, quando um feixe de microondas atravessa um plasma magnetizado, o estado de polarização da onda muda. Em geral, a mudança não é apenas uma rotação de Faraday, mas em certas situações pode ser reduzida a ela. O efeito de rotação de Faraday depende, em primeira aproximação, do campo magnético e da densidade.

Em plasmas de geometria cilíndrica, este efeito tem sido usado para determinar a densidade eletrônica (Consoli, 1961; Von Gierke, 1961). Em tokamaks, o principal atrativo da polarimetria, usando feixes de radiação sub-milimétrica, tem sido a possibilidade de medição do campo magnético poloidal (De Marco, 1972; Kunz, 1978; Grolli, 1982; Soltwisch, 1983, 1986, 1992; Rice, 1992; Lachambre, 1994). Neste caso, o feixe de radiação, com polarização inicial paralela ou perpendicular ao campo magnético toroidal, atravessa a coluna de plasma na direção vertical. Entretanto, o efeito polarimétrico é extremamente reduzido, da ordem de alguns graus, exigindo sistemas óticos e eletrônicos bastante sofisticados para modular a onda e para detectar pequenos deslocamentos de fase. A mesma geometria de injeção, introduzindo algumas mudanças no arranjo experimental, pode, em princípio, ser usada para medição de densidade (Craig, 1976; Segre, 1981; Hutchinson, 1981; Howard, 1993).

Neste trabalho, foi realizada a medição da densidade no tokamak TBR-1 a partir da rotação de Faraday de um feixe de microondas que se propaga na direção horizontal, tangente a uma linha do campo magnético toroidal, conforme proposta de Vuolo e Galvão (1982, 1983). O mesmo método também foi proposto recentemente por Jobes (1992, 1995). Os ângulos de rotação esperados são bastante grandes e, portanto, fáceis de serem medidos, sendo o dispositivo experimental muito simples e confiável. Além disso, para muitos tokamaks o feixe poderia ser gerado por lasers FIR[1], que se tornaram bastante acessíveis. Com relação ao interferômetro convencional, existem vantagens no arranjo experimental, pela insensibilidade a vibrações. Conforme já observado, nos novos tokamaks de grande porte com divertor, como o ITER, será muito difícil instalar um interferômetro convencional, com injeção do feixe na direção vertical (Snider, 1992).

[1] Far Infrared Laser.

A maior desvantagem deste procedimento polarimétrico é o efeito de refração do feixe, que está estreitamente ligado à geometria de injeção no tokamak. Entretanto, dependendo dos parâmetros da máquina, o método proposto pode ser uma boa alternativa para medição da densidade eletrônica, utilizando-se radiação de comprimento de onda adequado para reduzir os efeitos da refração a valores aceitáveis.

SÍMBOLOS MAIS USADOS E OBSERVAÇÕES

Ao longo do trabalho foi usado o Sistema Internacional de unidades, exceto quando explicitamente indicadas outras unidades.

a - *Raio da coluna de plasma*
b - *Raio da câmara de vácuo*
$\vec{B}_{tor}$ - *Campo magnético toroidal*
$\vec{B}_p$ - *Campo magnético poloidal*
c - *Velocidade da luz no vácuo*
e - *Carga do elétron*
E_{p0} - *Amplitude do campo elétrico do ramo do plasma*
E_{r0} - *Amplitude do campo elétrico do ramo de referência*
I_p - *Corrente de plasma*
k - *Número de onda*
$\breve{K}^{-1}$ - *Tensor dielétrico inverso*
l - *Expoente do perfil de densidade*
m_e - *Massa do elétron*
n_c - *Densidade de corte*
n_e - *Densidade eletrônica*
$\overline{n}_e$ - *Densidade eletrônica de linha*
n_{em} - *Densidade eletrônica no centro da coluna de plasma*
n_0 - *Densidade na posição de R mínimo*
r - *Posição radial medida do centro da coluna de plasma*
R_m - *Raio maior do tokamak*

α_F - *Ângulo de rotação de Faraday*

$\Delta\phi_p$ - *Defasagem introduzida pelo plasma*

ε_0 - *Permitividade do vácuo*

φ - *Ângulo relacionado com a elipticidade da elipse de polarização*

λ_0 - *Comprimento de onda do feixe de microondas no vácuo*

μ - *Índice de refração do plasma*

$\mu_{R,L}$ - *Índices de refração para as ondas circularmente polarizadas à direita e à esquerda.*

θ^* - *Ângulo de entrada do feixe na coluna de plasma*

θ_0 - *Ângulo de entrada do feixe na câmara de vácuo*

ω - *Freqüência angular do feixe de microondas*

ω_p - *Freqüência angular de plasma*

ψ - *Ângulo de inclinação da elipse de polarização*

CAPÍTULO 2

ROTAÇÃO DE FARADAY

Resumo: Neste capítulo é feita uma descrição mais detalhada do fenômeno de rotação de Faraday, seguindo basicamente duas referências de Vuolo e Galvão (1982, 1983). São apresentados também resultados das simulações numéricas deste efeito para o tokamak TBR-1.

2.1 Introdução

A propagação de uma onda eletromagnética num meio homogêneo e anisotrópico pode ser completamente descrita a partir do tensor dielétrico, que depende das propriedades físicas do meio (Ramachandran, 1963).

O tensor dielétrico que descreve a propagação de uma onda plana, pode ser obtido para um plasma magnetizado que satisfaça as seguintes condições (Ratcliffe, 1959; Heald, 1965):

- Plasma homogêneo.
- Campo magnético estático.
- Plasma frio, com $v << v_T << v_\phi$.
- Colisões apenas elétron-ion, descritas pela equação de Langevin.
- Freqüência angular da onda (ω) muito menor que a freqüência de plasma (ω_p).

onde v_T e v_ϕ são a velocidade térmica dos elétrons e a velocidade de fase da onda, respectivamente, e v é a velocidade média dos elétrons, resultante dos campos oscilantes e das colisões elétron - íon.

A evolução da polarização da onda é descrita pela parte real simétrica e pela parte imaginária antissimétrica do tensor dielétrico inverso, $\overleftrightarrow{K}^{-1}$, enquanto que a parte imaginária simétrica e a parte real antissimétrica estão relacionadas com a atenuação da onda no plasma. A separação do tensor dielétrico inverso em suas partes reais simétrica e antissimétrica, e imaginárias simétrica e antissimétrica, é apresentada detalhadamente em Vuolo, 1983a.

O estado geral de polarização definida de uma onda eletromagnética é a polarização elíptica (Fig. 2-1), sendo as polarizações linear e circular casos particulares desta. O estado de polarização de uma onda, portanto, é totalmente descrito pelos ângulos φ e ψ e pelo sentido de rotação do campo elétrico $\vec{E}$.

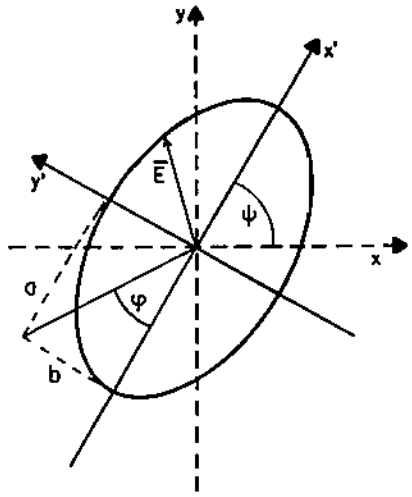


Fig. 2-1 O vetor campo elétrico $\vec{E}$ de uma onda polarizada propagando-se num plasma descreve uma elipse, caracterizada pelo ângulo ψ de inclinação com relação aos eixos fixos no espaço e pela sua excentricidade e, associada ao ângulo φ.

2.2 Evolução da polarização na esfera de Poincaré

A esfera de Poincaré (Poincaré, 1892; Kraus, 1978) permite descrever adequadamente as mudanças que ocorrem na polarização de uma onda que atravessa um meio homogêneo e anisotrópico.

Cada ponto P da superfície da esfera é caracterizado pela sua longitude 2ψ, onde ψ é o ângulo de inclinação da elipse (Fig. 2-1), e pela sua latitude 2φ, relacionada com a excentricidade e da elipse pela relação:

$$tg\varphi = \pm (1-e^2)^{1/2} = \pm \frac{b}{a} , \qquad (2\text{-}1a)$$

onde a e b são os semi-eixos da elipse de polarização. O sinal positivo é escolhido para ondas cujo campo elétrico gira no sentido anti-horário, para um observador que vê a onda se aproximando; o sinal negativo corresponde ao sentido de rotação oposto. Desta forma, cada ponto $(2\varphi, 2\psi)$ da superfície da esfera representa uma onda elipticamente polarizada, com uma elipse de polarização e um sentido de rotação do campo elétrico bem definidos.

Pode ser mostrado (Ramachandran, 1963) que para cada meio homogêneo e anisotrópico, dada a direção de propagação, existem duas ondas, chamadas ondas características, que se propagam sem alterar as suas características de polarização. O valor de φ e ψ para estas ondas pode ser deduzido do tensor dielétrico, calculado a partir das propriedades do meio.

Na ausência de atenuação, as ondas características são ortogonais: as respectivas elipses de polarização têm a mesma excentricidade, mas sentidos de rotação opostos e os ângulos ψ de

inclinação das elipses de polarização diferem de 90°. Portanto, na ausência de atenuação, as ondas características, P_1 e P_2, serão representadas por pontos diamentralmente opostos na esfera de Poincaré (Fig. 2-2).

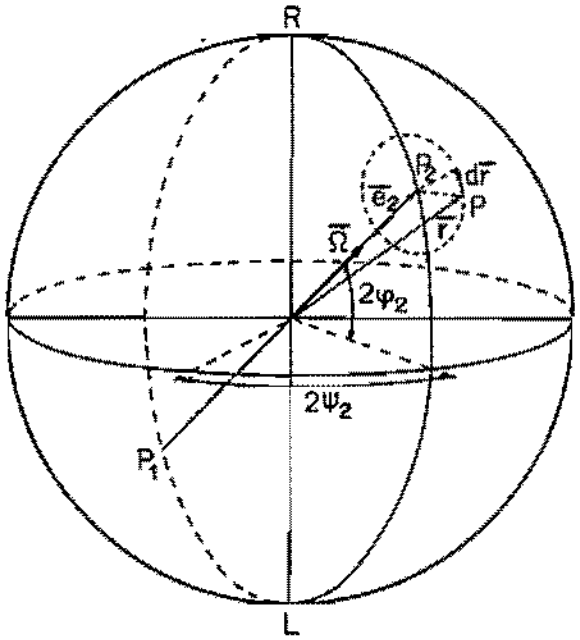


Fig. 2-2 A polarização de uma onda, inicialmente representada pelo ponto P, evolui ao atravessar um meio homogêneo e anisotrópico. A mudança pode ser representada por uma rotação sobre a superfície da esfera de Poincaré, em torno do eixo P_1-P_2, onde P_1 e P_2 representam os estados característicos.

Um estado de polarização arbitrário P pode ser representado por uma combinação linear única dos estados característicos[1] P_1 e P_2. As ondas características propagam-se sem alteração, mas os respectivos índices de refração, μ_1 e μ_2, que podem ser calculados a partir do tensor dielétrico, são diferentes, implicando em velocidades de fase diferentes. Quando a onda percorre uma distância infinitesimal dz no meio, aparece uma defasagem relativa entre P_1 e P_2, que determina a evolução da elipse de polarização da onda, representada inicialmente pelo ponto P na esfera de Poincaré. A trajetória do estado P está contida na superfície da esfera de Poincaré e consiste numa rotação, a partir de P, em torno do eixo P_1-P_2 (Fig. 2-2), dada por:

$$d\bar{r} = \bar{\Omega} \times \bar{r} \cdot dz \quad \text{e} \qquad (2\text{-}1b)$$
$$\bar{\Omega} = \frac{\omega}{c}(\mu_1 - \mu_2) \cdot \bar{e}_2 \,,$$

onde $\bar{\Omega}$ é um vetor cujo módulo é a defasagem que aparece entre P_1 e P_2, no percurso dz, por unidade de comprimento. O vetor unitário $\hat{e}_2$ tem a direção do eixo P_1-P_2 e aponta para P_2, que representa a onda mais rápida ($\mu_2 < \mu_1$). O efeito sobre a polarização do estado P, portanto, é descrito por uma rotação anti-horária (vista de P_2) em torno do eixo P_1-P_2 que, em geral, muda

[1] Usam-se indistintamente os termos "ondas características" e "estados característicos".

simultaneamente o valor de φ (elipticidade) e ψ (inclinação da elipse). Este efeito sobre a polarização da onda é chamado birrefringência elíptica.

Para propagação ao longo do eixo de anisotropia, os estados característicos são as ondas circularmente polarizadas R e L (Right, Left) que giram em sentidos opostos. A nomenclatura adotada aqui é a da convenção do IEEE (Institute of Electrical and Electronics Engineering), segundo a qual o campo elétrico da onda R gira no sentido anti-horário, para um observador que vê a onda se aproximando. Cada uma das ondas tem associado um índice de refração diferente, μ_R e μ_L. As ondas R e L são representadas nos pólos da esfera de Poincaré, já que para elas $\varphi = \pm 45°$ (ver Eq. 2-1a). Para esta direção de propagação, a evolução da polarização de uma onda com polarização inicial arbitrária, representada pelo ponto P na esfera de Poincaré, corresponde a uma rotação anti-horária (vista de R) sobre a superfície da esfera ao redor do eixo R-L (Fig. 2-3a). O valor da rotação é dado por (2-1b), onde μ_1 e μ_2 são μ_L e μ_R. Este efeito sobre a polarização, que muda ψ (inclinação da elipse) sem mudar φ (elipticidade), é chamado atividade ótica.

Analogamente, para propagação perpendicular ao eixo de anisotropia, as ondas características são as ondas ordinária e extraordinária, L_o e L_x, cujos índices de refração são μ_o e μ_x. São ondas linearmente polarizadas ($\varphi = 0°, 90°$) e portanto serão representadas por pontos diametralmente opostos sobre o equador da esfera de Poincaré. Para um estado inicial com polarização arbitrária representada por P, o efeito polarimétrico do meio corresponde a uma rotação sobre a superfície da esfera em torno do eixo L_o-L_x, dada por (2-1b), onde μ_1 e μ_2 são μ_o e μ_x. Este efeito, que muda simultaneamente φ e ψ, é chamado birrefringência linear.

No caso mais geral, em que os estados característicos não são as ondas R e L ou L_o e L_x, a mudança no estado de polarização da onda, ao percorrer uma distância infinitesimal dz num meio homogêneo e anisotrópico, pode ser descrita na esfera de Poincaré, como já mencionado, por uma rotação em torno do eixo P_1-P_2 (Fig. 2-2). Alternativamente, o efeito infinitesimal de birrefringência elíptica pode ser descrito como uma superposição dos efeitos de atividade ótica (rotação em torno de R-L) e birrefringência linear (rotação em torno de L_o-L_x), de acordo com as Figs. 2-3a e 2-3b. Esta última representação, adaptada para plasmas magnetizados por Vuolo e Galvão (1982, 1983 e 1983a), será utilizada ao longo do trabalho.

Para estudar a evolução da polarização de uma onda ao longo de um percurso num tokamak, em princípio não é possível utilizar esta descrição, porque o meio não é homogêneo. No entanto, se a escala de inomogeneidade for bem maior que o comprimento de onda da radiação, será possível usar o tensor dielétrico correspondente a um meio homogêneo, fazendo a chamada aproximação WKB (Budden, 1961; Ginzburg, 1964; Brambilla, 1982). A aproximação WKB equivale a admitir que os estados característicos de propagação e os índices de refração variam muito pouco em distâncias da ordem do comprimento de onda. Nesta aproximação, quando a onda caminha uma pequena distância $dz << \lambda$, a variação da birrefringência elíptica pode ser obtida como superposição dos efeitos de birrefringência linear e de atividade ótica, mas não é possível integrar independentemente os dois efeitos para obter a variação da birrefringência elíptica num percurso extenso, Δz.

No caso particular de propagação de uma onda no plano horizontal num tokamak, tangente a uma linha de força do campo toroidal, pode ser mostrado que o efeito de

birrefringência linear é desprezível e que o efeito sobre a polarização da onda se reduz a uma rotação de Faraday pura, sendo possível integrar este efeito ao longo do percurso do feixe (Vuolo, 1983, 1983a). O experimento de medição de densidade no tokamak TBR-1 por rotação de Faraday foi feito usando esta geometria.

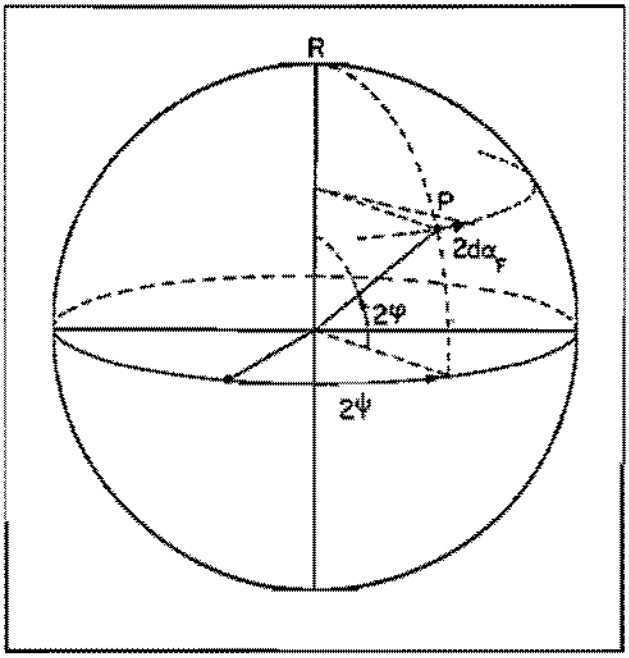


Fig. 2-3a Efeito da atividade ótica na esfera de Poincaré: rotação do estado inicial P em torno do eixo R-L.

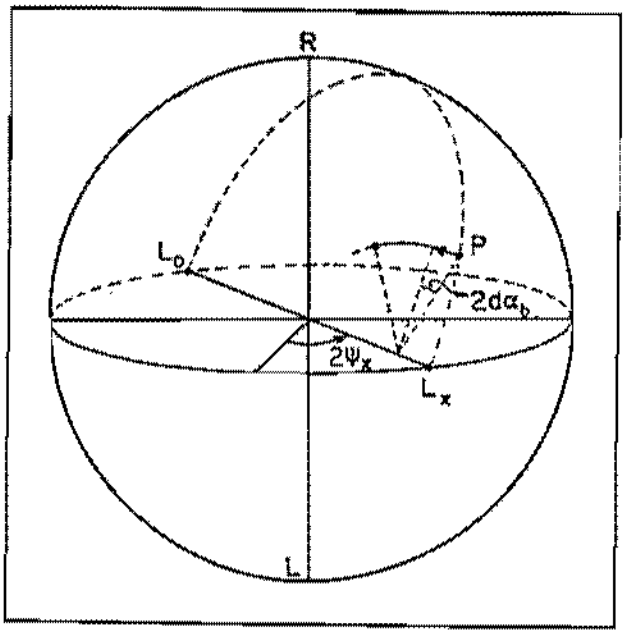


Fig. 2-3b Efeito da birrefringência linear na esfera de Poincaré: rotação do estado P em torno do eixo L_o-L_x.

A atenuação da onda por absorção no plasma é muito pequena para as condições do tokamak TBR-1 e pode ser completamente desprezada (Vuolo, 1983, 1983a).

No caso em que a birrefringência linear é desprezível, é conveniente descrever a onda linearmente polarizada que será usada nas medições experimentais como soma de duas ondas circularmente polarizadas R e L, que giram em sentidos opostos. Cada uma das ondas tem associado um índice de refração diferente μ_R e μ_L. A expressão destes índices é derivada de $\breve{K}^{-1}$ (Vuolo, 1983, 1983a). A diferença entre os índices determina uma velocidade de fase diferente para as duas ondas, introduzindo uma defasagem entre elas. Ao sair do plasma, a soma das duas ondas é novamente uma onda linearmente polarizada, mas com o plano de polarização rodado de um ângulo α_F, com relação à polarização da onda antes de entrar no plasma. Este ângulo contém informação sobre a defasagem entre as duas ondas e, portanto, sobre a diferença entre os índices de refração, que está relacionada com os parâmetros do plasma, em particular com a densidade.

Nas Seções seguintes, será mostrada explicitamente a relação entre a evolução da polarização da onda e a densidade do plasma.

Foi escolhido um sistema de coordenadas em que a onda se propaga na direção z e a direção do campo magnético é definida pelos ângulos θ e β (Fig. 2-4).

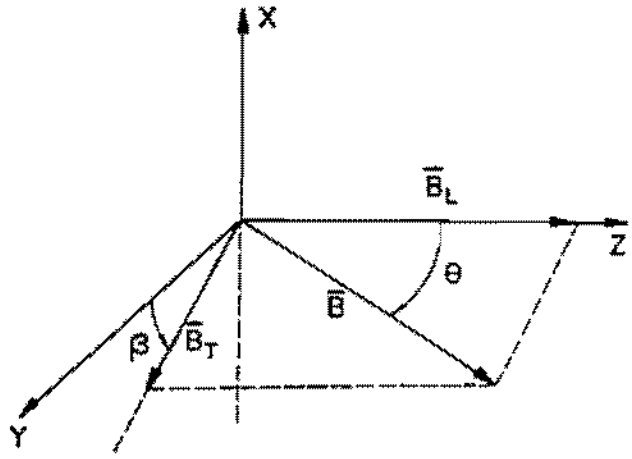


Fig. 2-4 Sistema de coordenadas usado para descrever a propagação de uma onda num plasma magnetizado. O plano que contém a direção de propagação (z) e o campo magnético ($\vec{B}$) forma um ângulo β com o eixo y.

Os estados característicos para birrefringência linear, L_o e L_x, têm latitude nula (equador da esfera de Poincaré) e a sua longitude depende, em cada ponto, da componente transversal do campo magnético:

$$2\psi_x = 2\beta \quad e \quad 2\psi_o = 2\beta + \pi. \tag{2-2}$$

Os índices de refração correspondentes são dados por:

$$\mu_o^2 = 1 - \frac{X}{1 - \dfrac{A_x Y_L^2}{A_x^2 - Y_T^2}} \qquad \text{e} \qquad \mu_x^2 = 1 - \frac{X A_x}{A_x - Y^2} \ , \tag{2-3}$$

onde

$$X \equiv \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \ , \qquad A_x \equiv 1 - X \ , \qquad \omega_p^2 = \frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e} \ , \tag{2-4}$$

$$Y \equiv \frac{\omega_c}{\omega} = \frac{e\vec{B}}{\omega m_e} \ , \qquad Y_L = \frac{e\vec{B}_L}{\omega m_e} \qquad \text{e} \qquad Y_T = \frac{e\vec{B}_T}{\omega m_e} \ . \tag{2-5}$$

As componentes longitudinal (B_L) e transversal (B_T) do campo magnético referem-se à direção de propagação da onda.

Os índices de refração correspondentes às ondas características para atividade ótica, R e L, são

$$\mu_{R,L}^2 = \frac{1}{1 + \dfrac{X}{A_x^2 - Y^2}\left(A_x - \dfrac{Y_T^2}{2A_x} \pm Y_L \right)} \ . \tag{2-6}$$

O efeito da birrefringência linear, quando uma onda de freqüência ω percorre uma distância dz no plasma, pode ser representado na esfera de Poincaré por uma rotação anti-horária de um ângulo $d\alpha_B$ em torno do eixo L_o - L_x (Fig. 2-3b):

$$d\alpha_B = \frac{\omega}{2c}(\mu_o - \mu_x)\, dz \equiv \frac{\omega}{2c}\Delta\mu_B\, dz \ , \quad \text{com} \quad \alpha_B \equiv \Delta\varphi \ . \tag{2-7}$$

Analogamente, o efeito da atividade ótica corresponde a uma rotação anti-horária em torno do eixo R-L (Fig. 2-3a), dada por

$$d\alpha_F = \frac{\omega}{2c}(\mu_L - \mu_R)\, dz \equiv \frac{\omega}{2c}\Delta\mu_F\, dz \ , \quad \text{com} \quad \alpha_F \equiv \Delta\psi \ . \tag{2-8}$$

A descrição do efeito infinitesimal de birrefringência elíptica como superposição dos efeitos infinitesimais de birrefringência linear e de atividade ótica é particularmente conveniente nos casos em que um destes efeitos é desprezível. Para a geometria de propagação do feixe no tokamak TBR-1, o efeito de birrefringência linear é desprezível (Vuolo, 1982) e a mudança no estado de polarização de uma onda com polarização inicial linear se reduz a uma rotação de Faraday pura.

Fazendo uma expansão em série de potências até 2ª ordem em X de (2-3) e (2-6), obtém-se, para $X << 1$ (Vuolo, 1982):

$$\Delta\mu_B \cong \frac{XY_T^2}{2(1-Y^2)}\left[1+\frac{X}{2(1-Y^2)}(3-2Y^2+\frac{3}{2}Y_T^2)\right] \quad \text{e} \tag{2-9}$$

$$\Delta\mu_F \cong \frac{XY_L}{(1-Y^2)}\left[1+\frac{X}{2(1-Y^2)}(\frac{3}{2}Y_T^2+1)\right] \ . \tag{2-10}$$

As variáveis X e A_x estão relacionadas com a densidade, enquanto que Y_L e Y_T dependem do campo magnético e da geometria. Num tokamak, o campo magnético toroidal e a geometria são conhecidos. Se a polarização inicial da onda for linear e o campo magnético poloidal for desprezível, pode-se obter a densidade do plasma ao longo do percurso da onda integrando (2-8) e usando (2-6), (2-4) e (2-5). Para este procedimento ser válido é preciso mostrar que o efeito da birrefringência linear é um deslocamento angular pequeno ($\alpha_B << \pi/2$) e muito menor que o da atividade ótica, calculando ambos independentemente. Em resumo, o estado de polarização não deve se deslocar significativamente do equador da esfera de Poincaré, se a polarização inicial da onda for linear.

2.3 Evolução da polarização no tokamak TBR-1

No tokamak TBR-1 o feixe, linearmente polarizado, é injetado no plano horizontal através de uma janela tangencial (Fig. 2-5). A direção de propagação é a direção z; o significado dos outros parâmetros geométricos é evidente a partir da figura.

A equação 2-7 não pode ser integrada porque os estados L_o e L_x não estão fixos (Eq. 2-2). Para valores pequenos de X e Y, tomando apenas o primeiro termo de (2-9), define-se

$$\alpha'_B \equiv \frac{\omega}{2c}\int \frac{1}{2} XY_T^2 dz \ . \tag{2-11}$$

Pode ser mostrado (Vuolo, 1982) que, para os parâmetros do TBR-1 e para a geometria de injeção do feixe considerada, a mudança na excentricidade da elipse de polarização (Eq. 2-1a) é tal que são satisfeitas as condições

$$\Delta\varphi << \alpha'_B << \alpha_F \quad \text{e} \quad \alpha'_B << 1 \ . \tag{2-12}$$

Isto é, o efeito de birrefringência linear é desprezível e a rotação de Faraday pode ser calculada integrando (2-8). Esta integração será feita supondo um perfil parabólico de densidade e substituindo as variáveis r, R, z pela variável θ (Fig. 2-5):

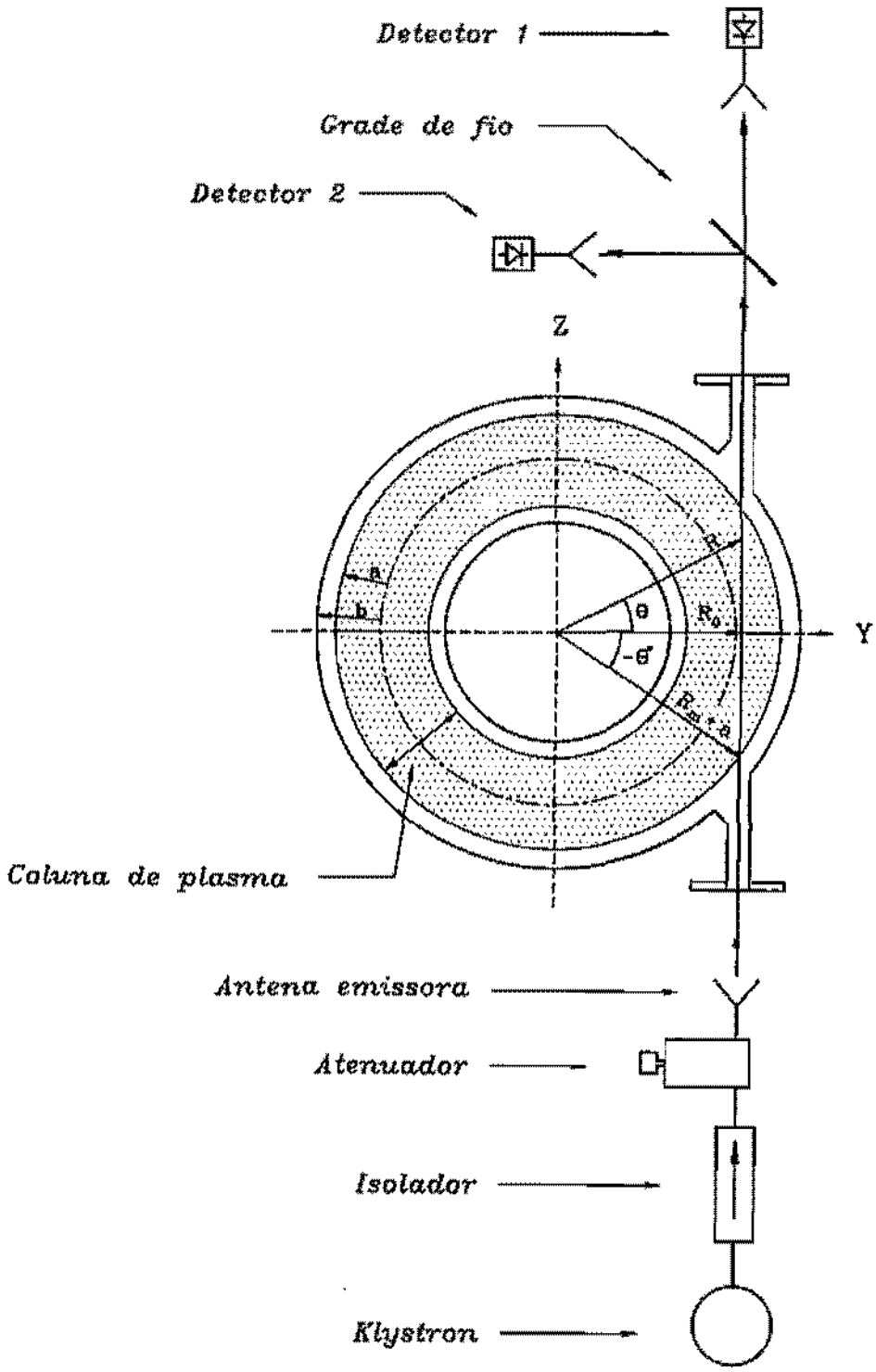


Fig. 2-5 Montagem experimental básica usada para medição de densidade por rotação de Faraday.

$$R_0 = (R_m + a)\cos\theta^* , \qquad z(\theta) = R_0\, tg\theta ,$$
$$R(\theta) = R_0 / \cos\theta , \qquad r(\theta) = |R(\theta) - R_m| \quad \text{e} \tag{2-13}$$

$$n_e = n_{em}\left[1 - \frac{r^2}{a^2}\right]^l . \tag{2-14}$$

Para o cálculo de Y_L e Y_T é preciso considerar o valor do campo magnético total em cada ponto da trajetória do feixe. Os campos magnéticos no tokamak são o toroidal, o poloidal e o vertical. A soma do campo poloidal e vertical reais, para se obter o equilíbrio na coluna, é aproximadamente igual ao campo poloidal produzido pela corrente de plasma na aproximação cilíndrica. Usando esta aproximação, da Fig. 2-6 tem-se:

$$\vec{B} = \vec{B}_{tor} + \vec{B}_p ,$$
$$\vec{B}\cdot\hat{e}_z = B\cos\gamma ,$$
$$\vec{B}\cdot\hat{e}_z = (\vec{B}_{tor} + \vec{B}_p)\cdot\hat{e}_z = B_{tor}\cos\theta \quad \text{e}$$

$$\gamma = \cos^{-1}\left(\frac{B_{tor}}{\sqrt{B_{tor}^2 + B_p^2}}\cos\theta\right) . \tag{2-15}$$

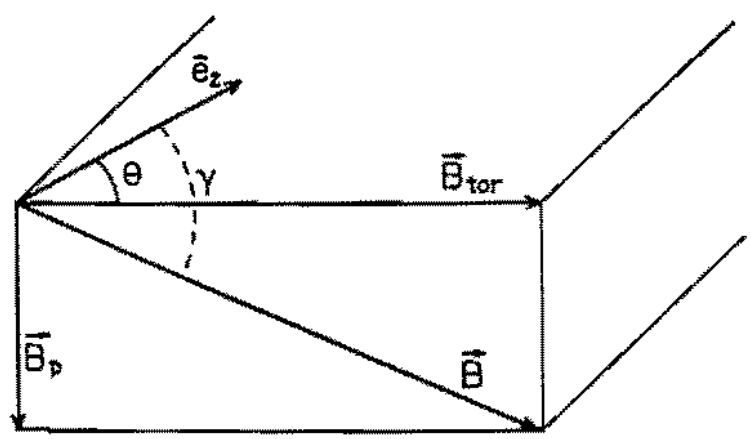


Fig. 2-6 Os vetores $\vec{B}$, $\vec{B}_p$ e $\vec{B}_{tor}$ estão contidos num plano perpendicular ao plano que contém $\vec{B}_{tor}$ e $\vec{e}_z$.

Para um perfil de densidade de corrente dado por $J(r) = J_m (1 - r^2/a^2)$, onde a é o raio da coluna de plasma, o campo poloidal é

$$B_p(r) = \frac{\mu_0 J_m}{2} r(1 - \frac{r^2}{2a^2}) \ , \qquad \text{para} \qquad r \leq a \ . \tag{2-16}$$

Na prática, $B_p << B_{tor}$ e $\gamma \approx \theta$ (Eq. 2-15).

2.4 Cálculo analítico aproximado da rotação de Faraday

Para densidades baixas, o efeito de rotação de Faraday pode ser calculado considerando em (2-10) apenas o primeiro termo da expansão em série:

$$\alpha_F = \frac{\omega}{2c} \int X Y_L dz \ . \tag{2-17}$$

Se B_p for desprezado no cálculo de Y_L e for considerado um perfil parabólico de densidade dado por (2-14), com $l = 1$, obtém-se:

$$\alpha_F = K_I \cdot I \cdot \lambda_0^2(mm) \cdot B_0(T) \cdot n_{em}(cm^{-3}) \cdot R_0(m) \ , \tag{2-18}$$

com

$$K_I \equiv \frac{e^3}{8\pi^2 \varepsilon_0 m_e^2 c^3} = 2{,}62 \cdot 10^{-13} \qquad \text{e}$$

$$I \equiv 2 \cdot \left[\theta^* - \frac{1}{a^2} \left(R_0^2 tg\theta^* + R_m^2 \theta^* - R_0 R_m \ ln \frac{tg\left(\frac{\theta^*}{2} + \frac{\pi}{4}\right)}{tg\left(-\frac{\theta^*}{2} + \frac{\pi}{4}\right)} \right) \right] ,$$

onde θ^* é o ângulo de entrada do feixe no plasma, como mostra a Fig. 2-5. O fator I, que multiplica K_I na expressão (2-18), depende apenas da geometria de injeção do feixe no tokamak.

2.5 Simulação numérica dos efeitos de rotação de Faraday e de birrefringência linear

As equações (2-7) e (2-8) podem ser integradas numericamente se forem fixados os perfis de densidade eletrônica e de corrente de plasma. Foi desenvolvido o programa *rotfar.m* para fazer estas integrações. Os dados de entrada são:

m - número de passos de integração
λ_0 - comprimento de onda do feixe no vácuo
a - raio do plasma
R_m, b - raio maior e menor da câmara de vácuo (Fig. 2-5)
θ^* - ângulo de entrada do feixe na coluna de plasma (Fig. 2-5)
n_{em} - densidade no centro da coluna (Eq. 2-14)
l - forma do perfil de densidade (Eq. 2-14)
I_{tor} - corrente nas espiras toroidais
I_p - corrente de plasma total

O campo toroidal pode ser calculado aproximadamente a partir da relação:

$$B_{tor}(R) = \frac{\mu_0 N_{esp}}{2\pi R} I_{tor} = 2 \cdot 10^{-7} \cdot N_{esp} \frac{I_{tor}}{R}, \quad \text{onde} \quad R_m - a \le R \le R_m + a. \qquad (2\text{-}19)$$

O campo poloidal, supondo um perfil de corrente parabólico (Eq. 2-16), é dado por

$$B_p(r) = \frac{\mu_0 I_p}{\pi a^2} r\left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right), \quad \text{para} \quad r \le a. \qquad (2\text{-}20)$$

Para fazer a integração, as variáveis r, R e z são substituídas por θ, usando (2-13).

2.6 Análise dos resultados da simulação

O programa de simulação foi rodado usando os parâmetros geométricos do TBR-1 e valores plausíveis para as outras variáveis, de acordo com a Tabela 2-1:

Tabela 2-1 *Parâmetros de entrada da simulação da rotação de Faraday*

$a = 0{,}08$ m	$I_{tor} = 5.000$ A	$\lambda_0 = 4{,}6$ mm
$b = 0{,}11$ m	$I_p = 10.000$ A	$l = 1$
$R_m = 0{,}30$ m	$n_{em} = 5 \cdot 10^{12}$ cm^{-3}	$\theta^* = 36°$

Os resultados são mostrados nas Figs. 2-7 e 2-8 e demonstram que:

- $\alpha_B << \alpha_F$ e $\alpha_B << 1$, conforme esperado,
- Forte dependência de α_F com n_{em} e B_{tor} e
- Dependência fraca de α_F com l e B_p.

A influência de n_{em} e B_{tor} no valor de α_F era prevista, a partir de (2-18). Ainda que não sejam mostrados nestas figuras, os resultados são quase independentes de B_p para correntes de

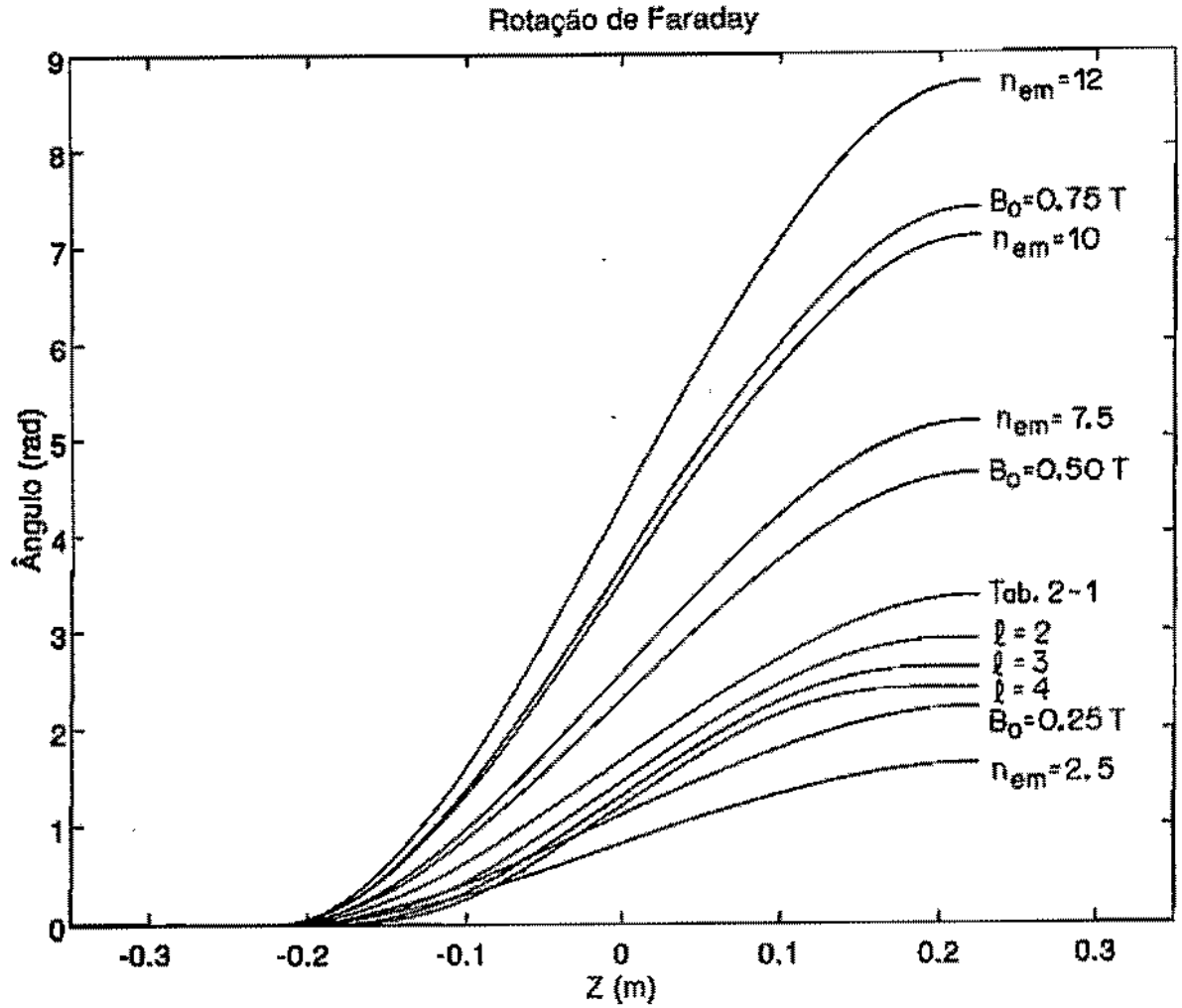


Fig. 2-7 Ângulo de rotação de Faraday, obtido pela integração numérica de (2-8), ao longo do percurso do feixe no plasma. A curva "Tab. 2-1" foi calculada para os parâmetros da Tabela 2-1. As outras curvas são identificadas pelo parâmetro modificado em relação aos da Tabela 2-1. As unidades de densidade são $cm^{-3}\cdot 10^{12}$.

plasma razoáveis, como era de se esperar, tendo em conta (2-15). Na Fig. 2-7, observa-se que o efeito de rotação de Faraday é grande no centro do percurso, onde a densidade e o campo magnético paralelo à direção do feixe são máximos (XY_L máximo, vide Eq. 2-17). Na borda, a densidade e o campo magnético paralelo ao feixe são baixos; nesta região o efeito de rotação de Faraday é pequeno. Entende-se assim que o efeito global de rotação dependa pouco de l, da forma do perfil de densidade. Na Fig. 2-9 são mostrados os perfis de densidade eletrônica, ao longo do percurso do feixe, para diferentes valores de l. O efeito de rotação depende muito do valor máximo de densidade no percurso (n_0) e pouco da forma do perfil. Isto torna o procedimento proposto especialmente atraente para determinar o perfil de densidade, usando um sistema multicanal que varra o plasma na direção radial.

O efeito de rotação de Faraday depende, em cada ponto, da diferença dos índices de refração, (μ_R - μ_L), como mostra a Eq. 2-8. O programa *rotfar.m* calcula o valor dos índices ponto a ponto, de acordo com as expressões (2-6). Os resultados, obtidos a partir dos valores de entrada

da Tabela 2-1, estão representados na Fig. 2-10 . Observa-se claramente que a diferença entre os índices de refração é máxima no meio do percurso e diminui nas extremidades, até se anular na borda do plasma.

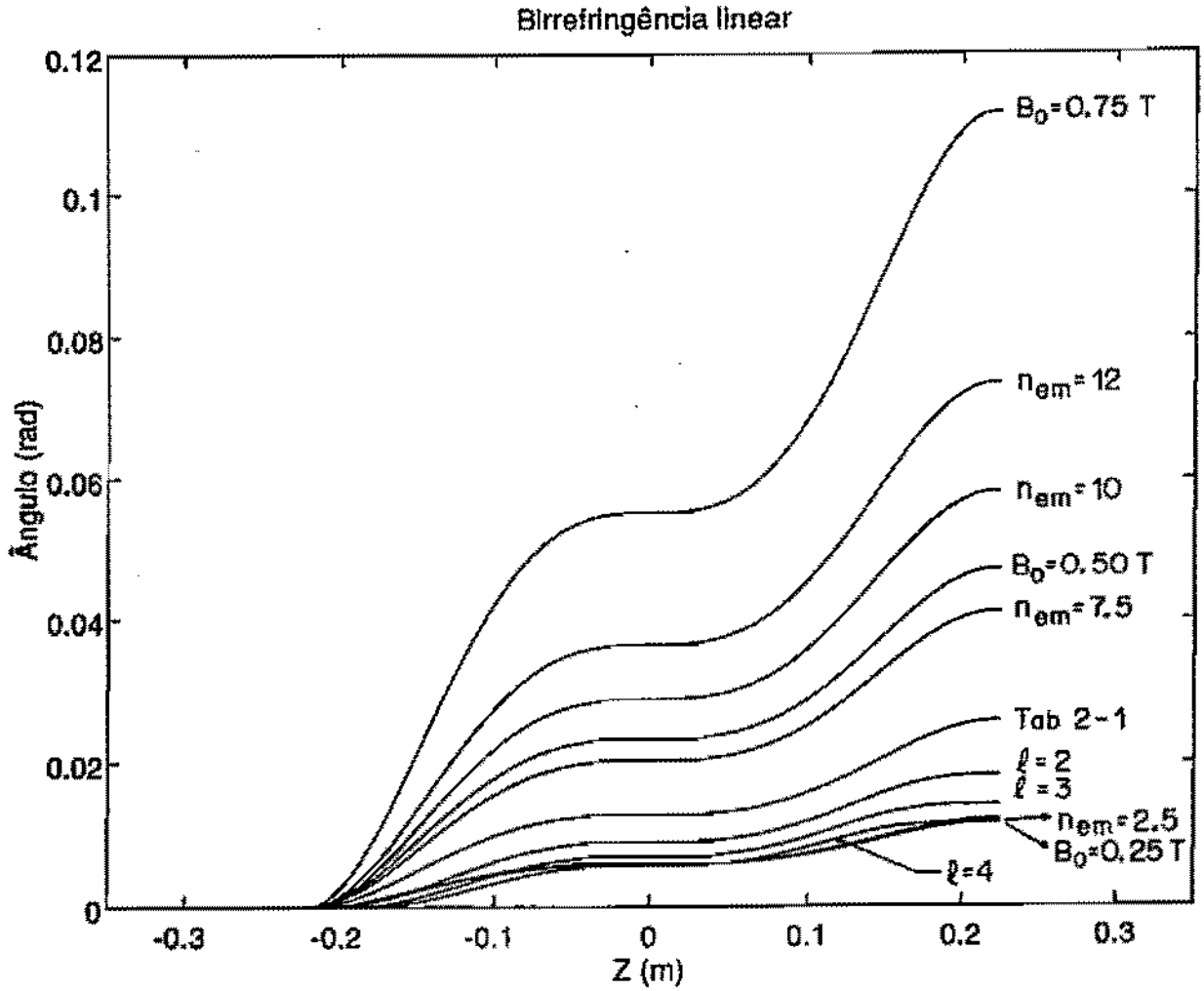


Fig. 2-8 Efeito da birrefringência linear calculado pela integração numérica de (2-7). A curva "Tab. 2-1" foi calculada para os parâmetros da Tabela 2-1. As outras curvas estão marcadas com o parâmetro que foi mudado (é mudado um só parâmetro de cada vez); as unidades de densidade são $cm^{-3} \cdot 10^{12}$.

Na Fig. 2-11, são mostrados os índices de refração quando o campo magnético é aumentado[1], mantendo os outros parâmetros fixos. Comparando-se esta figura com a anterior, observa-se claramente um efeito bastante pronunciado sobre μ_R, enquanto que μ_L permanece praticamente inalterado. O efeito do aumento da densidade sobre os índices de refração é mostrado na Fig. 2-12. Tanto μ_R quanto μ_L diminuem com relação aos valores obtidos para densidades menores (ver Fig. 2-10), mas a influência sobre μ_R é maior, explicando a dependência

[1] $B_0 = 0{,}75$ T. A rotação de Faraday correspondente é mostrada numa das curvas da Fig. 2-7.

da rotação de Faraday com a densidade dada por (2-18). O efeito combinado do aumento da densidade e do campo é mostrado na Fig. 2-13.

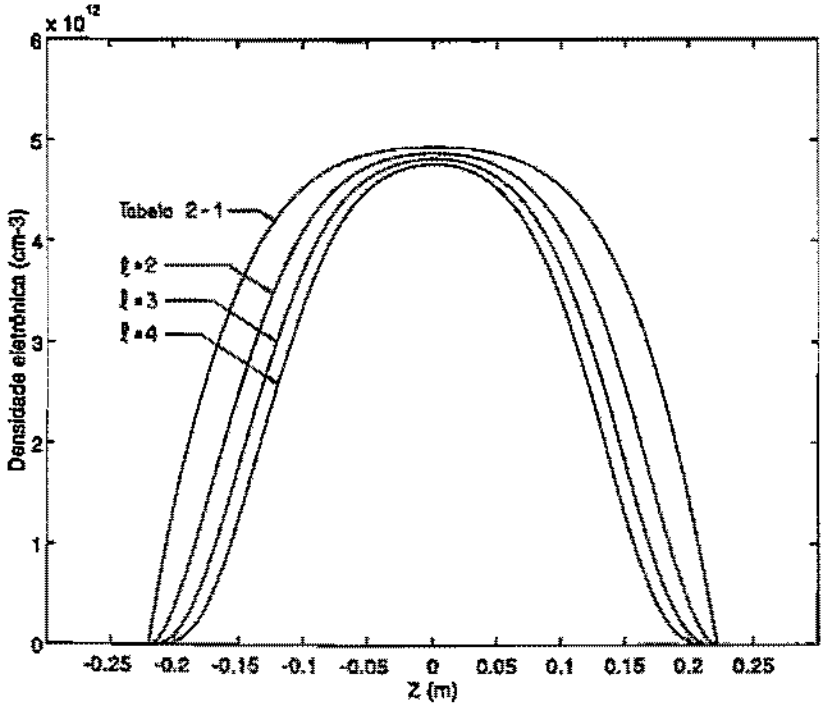


Fig. 2-9 Formas do perfil de densidade ao longo do percurso do feixe no plasma para alguns valores do parâmetro l, definido em (2-14).

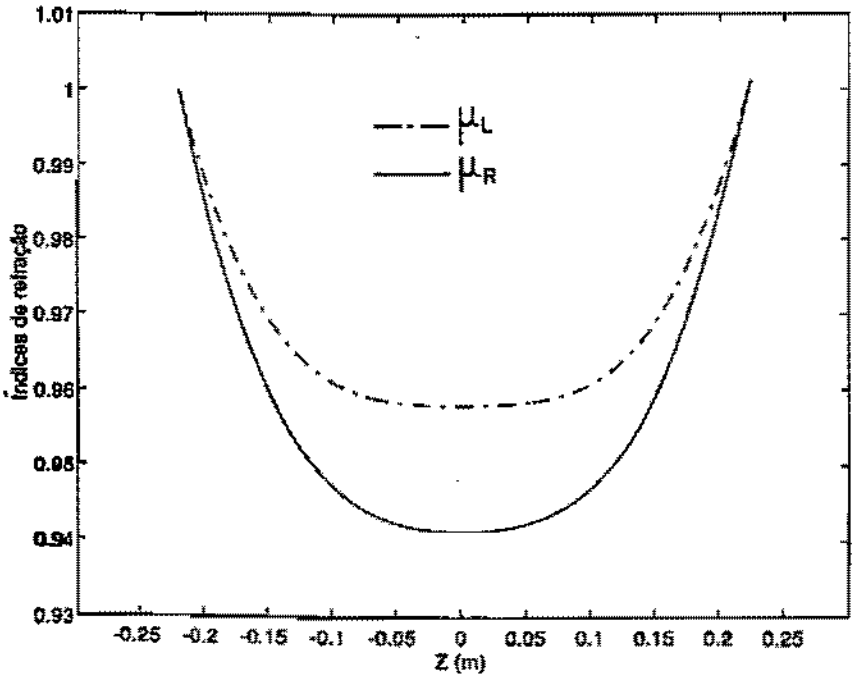


Fig. 2-10 Índices de refração μ_R e μ_L calculados numericamente ao longo da trajetória do feixe de microondas, para os parâmetros da Tabela 2-1.

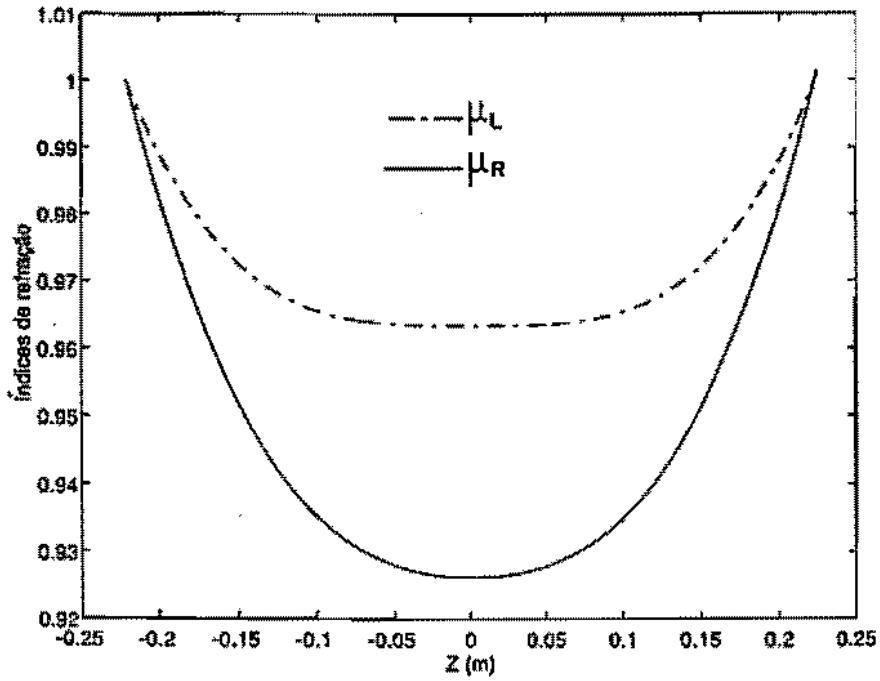


Fig. 2-11 Índices de refração μ_R e μ_L calculados numericamente ao longo da trajetória do feixe de microondas para os parâmetros da Tabela 2-1, com exceção do campo toroidal, que foi aumentado para 0,75 T (I_T=10.000 A).

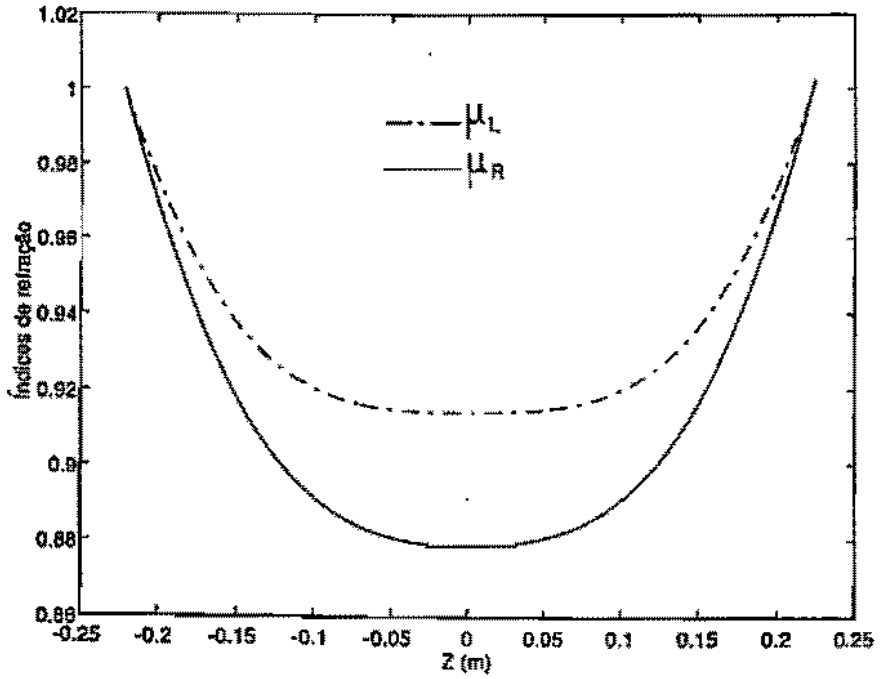


Fig. 2-12 Índices de refração μ_R e μ_L calculados numericamente ao longo da trajetória do feixe de microondas para os parâmetros da Tabela 2-1, com exceção da densidade, que foi aumentada para $n_{em} = 1 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}.

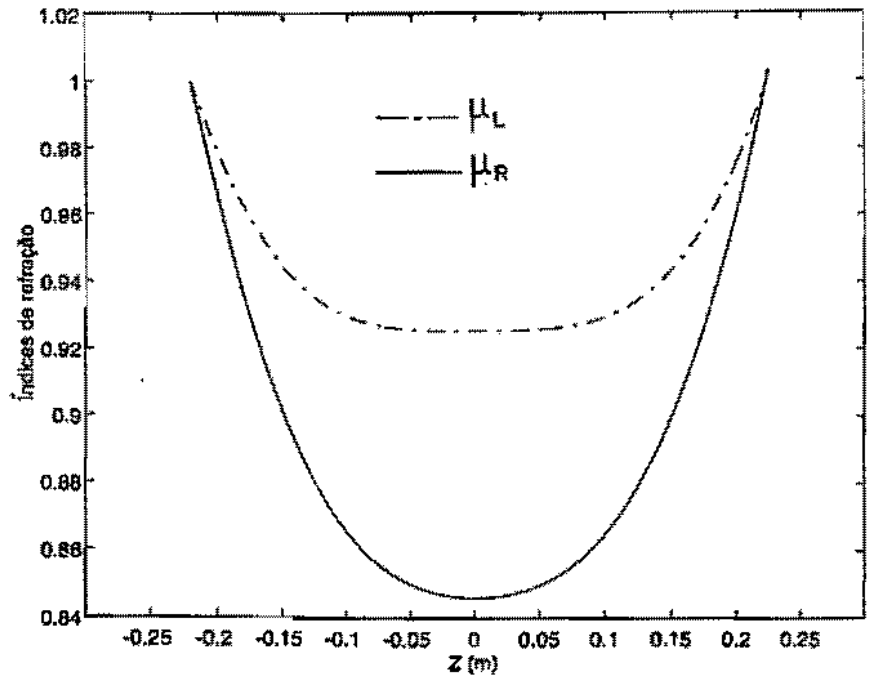


Fig. 2-13 Índices de refração μ_R e μ_L calculados numericamente ao longo da trajetória do feixe de microondas para os parâmetros da Tabela 2-1 com exceção do campo toroidal, que foi aumentado para 0,75 T (I_T = 10.000 A) e da densidade, que foi aumentada para $n_{em} = 1 \cdot 10^{11}$ cm^{-3}.

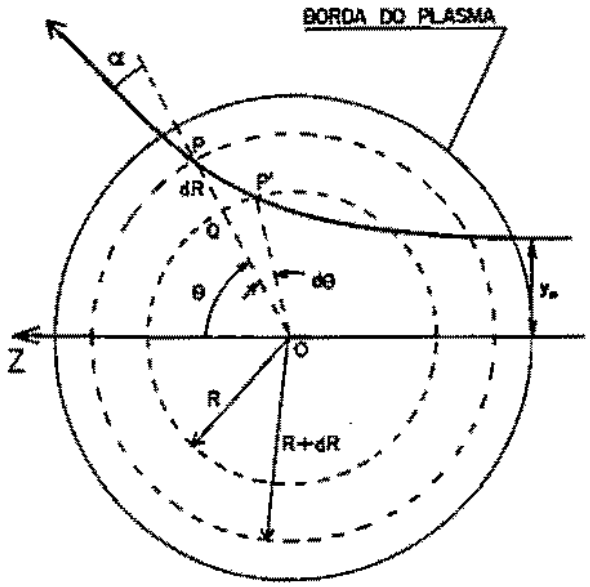


Fig. 2-14 Sistema de coordenadas usado para estudar as trajetórias dos raios refratados num plasma cujo perfil de densidade depende apenas da variável R (adaptado de Shmoys, 1961).

Como era de se esperar, os resultados da simulação concordam bem com os valores obtidos por (2-18) e mostrados na Tabela 2-2. Foram usados, como parâmetros de entrada, os da Tabela 2-1; $XY_{L\text{-}exato}$ corresponde a (2-18) e $XY_{L\text{-}aprox}$ foi calculado numericamente, assim como α_F e α_B (Eq. 2-3, 2-6, 2-7, 2-8 e 2-17).

Tabela 2-2 *Resultados da simulação numérica da rotação de Faraday e do cálculo exato (na aproximação de primeira ordem). Na coluna "parâmetro" está especificado o valor da variável que foi modificada em cada cálculo.*

Parâmetro	$XY_{L\text{-}exato}$	$XY_{L\text{-}aprox}$	α_F *(rad)*	α_B *(rad)*
Tabela 2-1	3,16	3,15	3,37	$25\cdot10^{-3}$
$n_{em} = 2{,}5\cdot10^{12}$ cm^{-3}	1,58	1,57	1,65	$12\cdot10^{-3}$
$n_{em} = 7{,}5\cdot10^{12}$ cm^{-3}	4,75	4,72	5,18	$41\cdot10^{-3}$
$n_{em} = 10\cdot10^{12}$ cm^{-3}	6,33	6,29	7,08	$58\cdot10^{-3}$
$n_{em} = 12\cdot10^{12}$ cm^{-3}	7,59	7,55	8,68	$74\cdot10^{-3}$
$B_0 = 0{,}25$ T	2,13	2,11	2,23	$12\cdot10^{-3}$
$B_0 = 0{,}50$ T	4,25	4,23	4,62	$47\cdot10^{-3}$
$B_0 = 0{,}75$ T	6,37	6,34	7,38	$111\cdot10^{-3}$
$l = 2$	-[2]	2,74	2,93	$18\cdot10^{-3}$
$l = 3$	-	2,47	2,64	$14\cdot10^{-3}$
$l = 4$	-	2,27	2,43	$12\cdot10^{-3}$

2.7 Refração no plasma

Na integração de (2-7) e (2-8), foi suposto que o plasma não alterava as trajetórias dos raios: os valores de μ_R e μ_L foram calculados ao longo das linhas retas que representam os raios (Fig. 2-5). Mas, na realidade, os raios não se propagam no plasma seguindo linhas retas, já que μ_R e $\mu_L \neq 1$. A seguir, será deduzida uma expressão para calcular a trajetória dos raios no plasma em duas dimensões. Para um perfil de densidade que depende apenas da variável R, a equação de Snell para um raio que incide no plasma com "parâmetro de impacto" y_0 é (Shmoys, 1961):

$$\mu(R)R\,sen\alpha = y_0 \ , \tag{2-21}$$

onde α e y_0 são mostrados na Fig. 2-14 e $\mu(R)$ é o índice de refração para a onda considerada. A relação entre α e θ é

$$R\frac{d\theta}{dR} = tan\alpha \ . \tag{2-22}$$

[2] O cálculo exato só foi implementado para $l = 1$.

Substituindo (2-22) em (2-21), obtém-se

$$\frac{dR}{d\theta} = R\left(\frac{R^2}{y_0^{\,2}}\mu^2(R) - 1\right)^{1/2} . \tag{2-23}$$

A rigor esta equação não é válida num meio anisotrópico, porque a direção da velocidade de grupo, que define a trajetória do raio, não é paralela à direção do vetor de onda (Stix, 1992). No entanto, se o valor de Y não for muito grande, é possível usar a equação de Snell como solução aproximada. Para os parâmetros da Tabela 2-1 tem-se $Y \leq 0{,}18$ ao longo do percurso do feixe.

2.8 Simulação numérica da refração no plasma e da rotação de Faraday

É possível integrar numericamente (2-23) para cada raio, que é especificado por um valor diferente de y_0. As ondas circularmente polarizadas para a direita e para a esquerda terão trajetórias diferentes, porque dependem de índices de refração diferentes. Em cada passo de integração deve ser calculado o novo valor de $\mu(R)$, de acordo com os parâmetros locais, por meio de (2-6). A partir disto, pode-se calcular também o efeito de rotação de Faraday usando as trajetórias reais dos raios.

Os resultados obtidos para as trajetórias dos raios, usando o programa *rfrf.m*, podem ser vistos nas Figuras 2-15 e 2-16. Na Tabela 2-3 estão listados os parâmetros de entrada usados na simulação.

Tabela 2-3 *Parâmetros de entrada da simulação da refração.*

R_m = 0,30 m	I_p = 10.000 A (2-20)
a = 0,08 m	n_{em} = variável, (2-14)
b = 0,11 m	n_{raios} = 7 (número de raios)
l = 1 (2-14)	y_0 = 0,309 m (Fig. 2-14)[4]
I_{tor} = 5.000 A (2-19)	λ_0 = 4,6 mm

Observa-se claramente que a refração para densidades altas ($n_{em} = 1 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}) é muito grande, desviando completamente o feixe da antena receptora. Mesmo para valores moderados ($n_{em} = 5 \cdot 10^{12}$ cm^{-3}), o desvio não é pequeno. Para testar o método de medição proposto, é conveniente trabalhar com densidades baixas, a fim de minimizar os efeitos da refração, mesmo que isto também diminua o valor de α_F, conforme (2-17) e (2-18).

[4] Refere-se à coordenada do raio central do feixe.

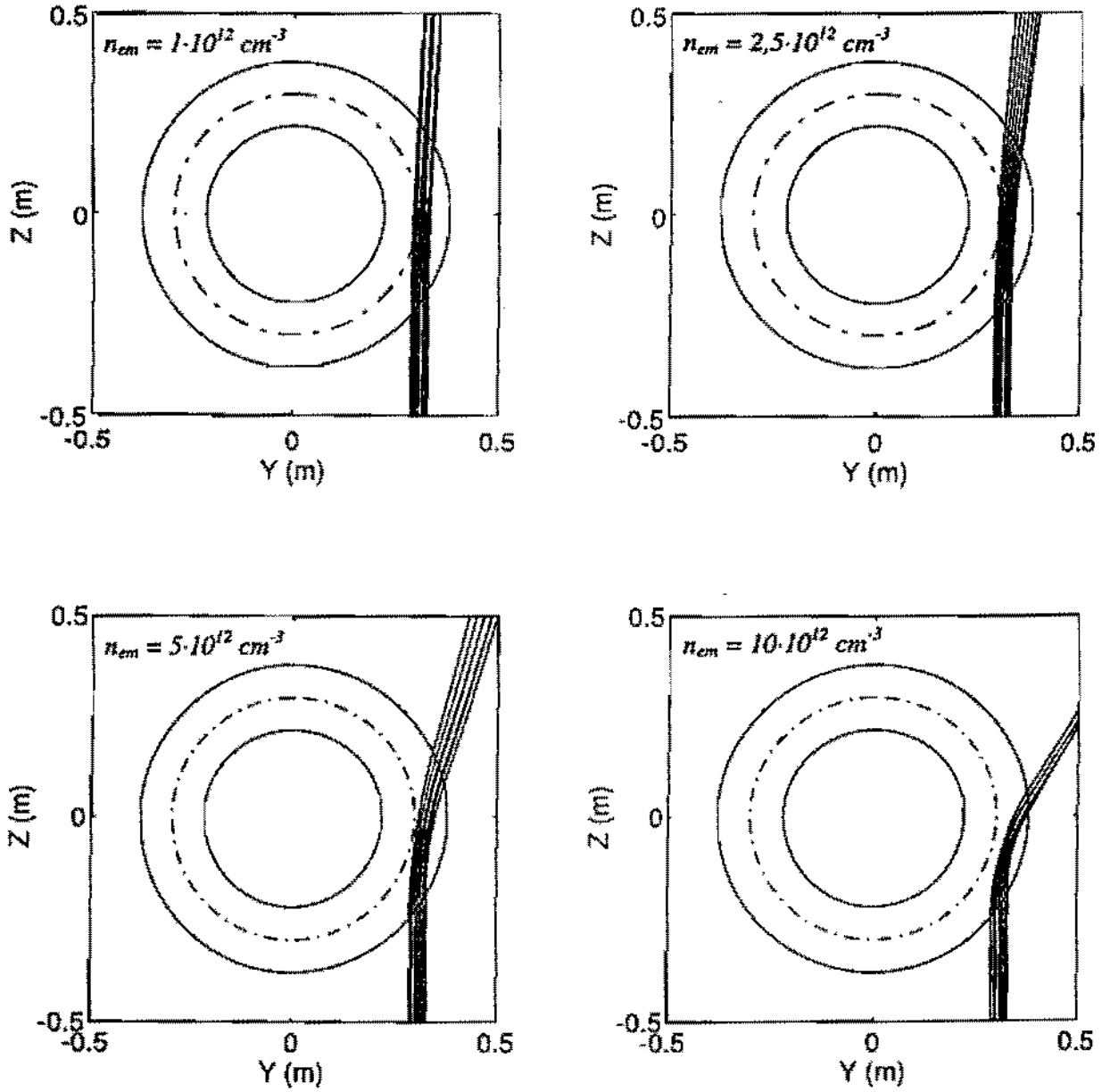


Fig. 2-15 Refração dos raios que atravessam o plasma, para ondas circularmente polarizadas para a direita (R). O valor da densidade no centro da coluna está indicado em cada figura; os outros parâmetros usados na simulação numérica estão listados na Tabela 2-3.

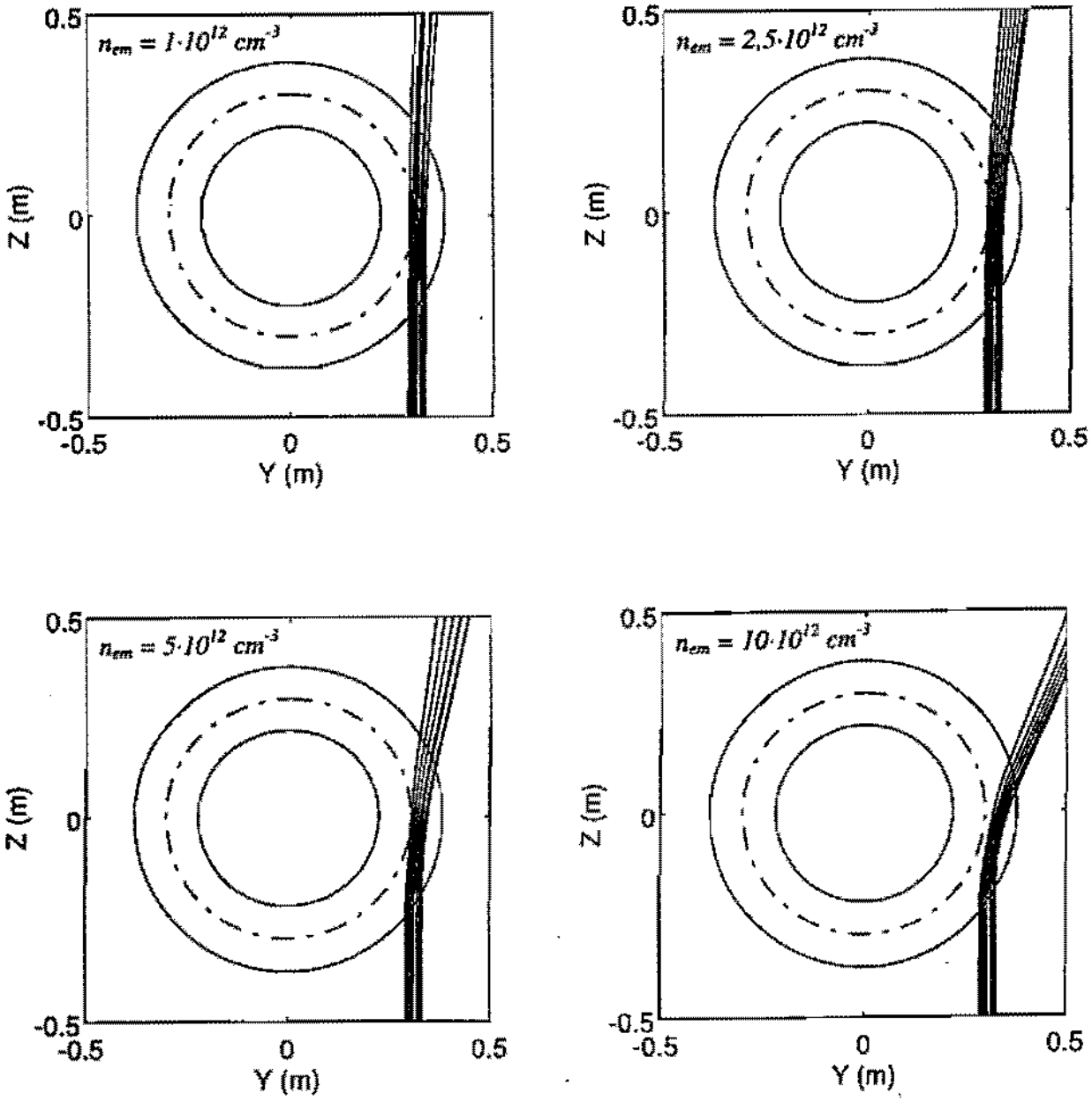


Fig. 2-16 Refração dos raios que atravessam a coluna de plasma, para ondas circularmente polarizadas para a esquerda (L). O valor da densidade no centro da coluna está indicado em cada figura; os outros parâmetros usados na simulação numérica estão listados na Tabela 2-3.

2.9 Conclusões

Os resultados das simulações numéricas, apresentados nas Seções 2.5 e 2.8, foram obtidos para $f = 65$ GHz ($\lambda_0 = 4{,}6$ mm), como valor de referência. A Eq. 2-18 mostra que o efeito de rotação de Faraday é proporcional a λ_0^2. A Fig. 2-7 mostra que o comprimento de onda poderia ser significativamente reduzido, e a rotação de Faraday ainda seria facilmente mensurável. Atualmente, os polarímetros FIR usados para medir o campo magnético poloidal têm resolução da ordem de 0,1° - 0,2° (Soltswisch, 1986; Prunty, 1992; Rice, 1992; Lachambre, 1994; Donné, 1995). Com um dispositivo deste tipo, seria possível operar com um comprimento de onda significativamente menor do que o que foi usado, reduzindo os efeitos da refração a valores aceitáveis. Por isto, tais efeitos não constituem limitações intransponíveis para o método de medição proposto.

Nas medições que foram realizadas, descritas no Capítulo 5, estivemos limitados pelo equipamento de microondas disponível, que era basicamente o do interferômetro que opera no tokamak TBR-1 e que trabalha numa freqüência relativamente baixa ($f = 65$ GHz).

CAPÍTULO 3

INTERFEROMETRIA E REFLECTOMETRIA DE MICROONDAS

Resumo: São apresentados, de maneira resumida, os métodos de medição de densidade baseados em interferometria e reflectometria de microondas.

3.1 Introdução

A interferometria de microondas é o método padrão de medição de densidade em tokamaks. Com relação a outros sistemas de medição, as principais vantagens da interferometria são (Donné, 1995):

- Permite obter a evolução temporal da densidade ao longo de todo o pulso tokamak.
- Não depende de calibração absoluta.
- Não depende de dados de outros sistemas de diagnóstico.

A interferometria em tokamaks está baseada na relação do índice de refração com a densidade, para ondas cujo campo elétrico é paralelo ao campo magnético toroidal. Ao atravessar o plasma, a onda sofre uma defasagem que pode ser determinada por meio da interferência com outra onda que percorre um ramo de referência de comprimento fixo (Fig. 3-1a).

Existem diversos tipos de interferômetro de microondas, quase todos baseados na configuração Mach-Zehnder, que diferem entre si no método de obter a defasagem a partir do sinal do detector.

O interferômetro mais elementar é o do tipo ponte simples (Heald, 1965; Lindberg, 1982; Da Silva, 1992), mostrado na Fig. 3-1b. Tem duas limitações básicas, que serão detalhadas na Seção seguinte: a dependência dos resultados com a amplitude do sinal e a ambigüidade intrínseca nos pontos de máximo e mínimo. Uma das vantagens deste instrumento, além da simplicidade, é a excelente resposta em freqüência, limitada apenas pelo detector e os circuitos amplificadores do sinal.

O interferômetro de quadratura (também chamado polar ou sen/cos) é uma evolução do anterior. Permite obter um sinal proporcional ao seno da defasagem e outro proporcional ao cosseno, eliminando a ambigüidade nos pontos de máximo e mínimo (Matsuura, 1977; Hugenholtz, 1990).

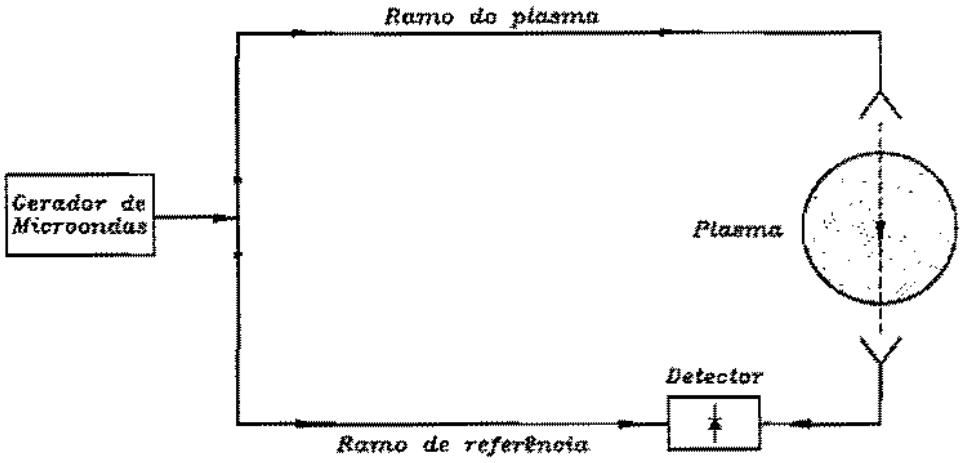


Fig. 3-1a Esquema básico de um interferômetro do tipo Mach-Zehnder.

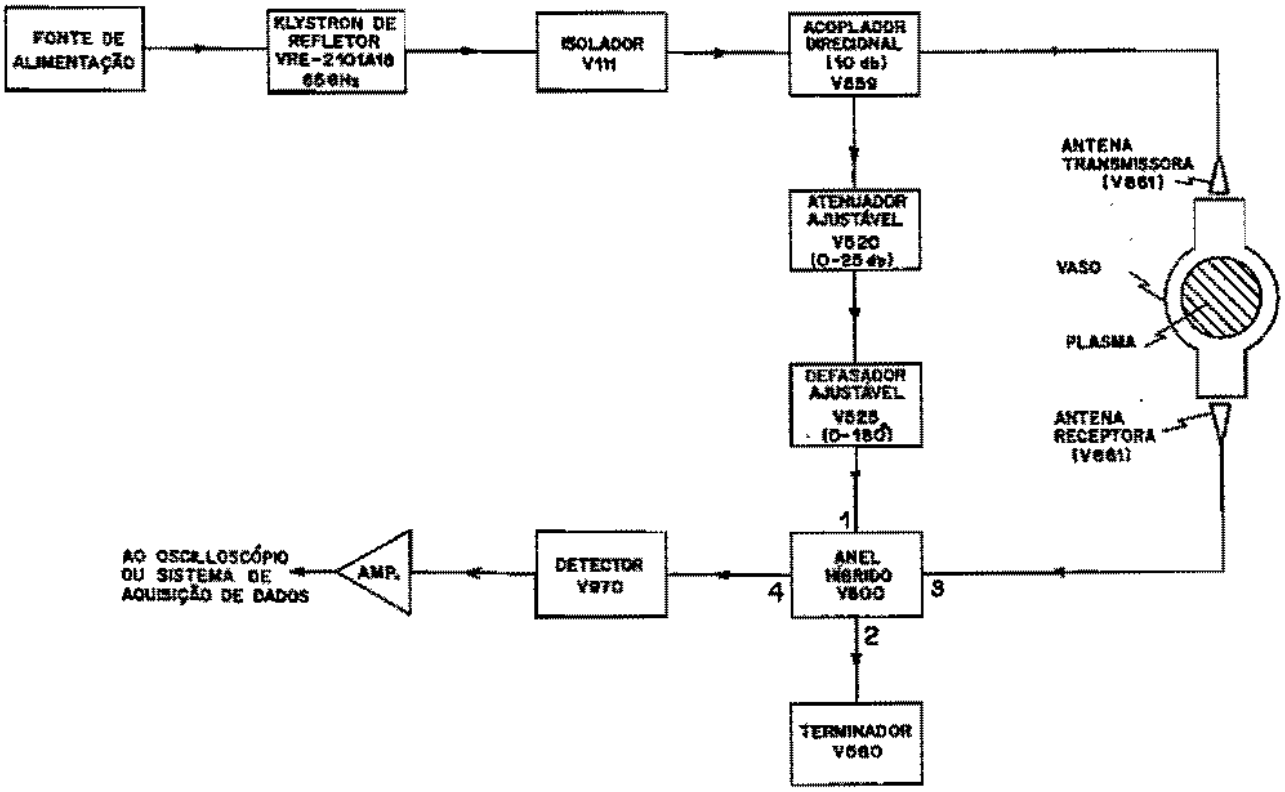


Fig. 3-1b Interferômetro de microondas do tokamak TBR-1.

No interferômetro com varredura em freqüência (Martin, 1984; Hugenholtz, 1990), o sinal no detector é modulado na freqüência de varredura e a densidade é obtida a partir de medições de intervalos de tempo. A medição é independente da amplitude do sinal e não apresenta a ambigüidade do interferômetro em ponte.

Nos sistemas em que a potência disponível é muito baixa, é conveniente usar a configuração do interferômetro heteródino (Cummins, 1970; Efthimion, 1985), que opera com duas freqüências próximas, uma para o feixe que atravessa o plasma e outra para o oscilador local. A sensibilidade deste dispositivo é muito alta, assim como a complexidade e o custo.

3.2 Interferômetro em ponte simples

3.2.1 Princípio de operação

A idéia básica deste tipo de interferômetro pode ser entendida a partir das Figs. 3-1a e 3-1b. O interferômetro tem dois ramos: o ramo do plasma (p) e o ramo de referência (r). Ao chegar ao acoplador direcional, a onda emitida pela klystron é dividida em duas partes, para os ramos de referência e do plasma, com amplitudes E_{r0} e E_{p0} respectivamente.

As duas ondas se encontrarão novamente no detector; na ausência do plasma, os campos elétricos no detector serão dados por:

$$E_r = E_{r0}\cos\omega t \qquad \text{e}$$
$$E_p = E_{p0}\cos(\omega t + \Delta\phi_e)\,. \tag{3-1}$$

Como pode ser observado, as ondas estão, em geral, fora de fase ($\Delta\phi_e \neq 0$) devido à diferença de "caminho elétrico" das ondas entre o gerador e o detector.

Na presença do plasma, a situação se modifica: o índice de refração do plasma é diferente de 1, alterando a relação de fase dada por (3-1):

$$E_p = E_{p0}\cos(\omega t + \Delta\phi_e + \Delta\phi_p(t))\,. \tag{3-1a}$$

O índice de refração do plasma[1] é função da densidade e é dado, para propagação no modo ordinário, com $X << 1$ e $Y << 1$, por (2-3) em aproximação de ordem mais baixa:

$$\mu \equiv \mu_o \cong \sqrt{1-X} = \sqrt{1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}\,. \tag{3-2}$$

A freqüência angular do plasma é dada por

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e(r)}{\varepsilon_0 m_e}} = 56{,}4\sqrt{n_e(r)}\,. \tag{3-3}$$

[1]Com as aproximações válidas para as condições do plasma no TBR-1: plasma frio, não colisional, com absorção desprezível, $\vec{E}_p$ paralelo a $\vec{B}_{tor}$ e $\vec{k}$ perpendicular a $\vec{B}_{tor}$.

De (3-2) e (3-3), segue-se que o índice de refração do plasma para esta onda é função da densidade e é sempre menor que 1. Se ω_p se aproxima de ω, μ tende a 0 e a onda será totalmente refletida. O valor da densidade para a qual $\omega = \omega_p$ é a densidade crítica, n_c:

$$n_c = \frac{\varepsilon_0 m_e}{e^2}\omega^2 \cong \frac{\omega^2}{3.182} \ . \tag{3-4}$$

Utilizando-se (3-3) e (3-4), μ pode também ser escrito como

$$\mu(r) = \sqrt{1 - \frac{n_e(r)}{n_c}} \ . \tag{3-5}$$

Se o diâmetro do plasma é $2a$, as mudanças de fase sofridas pela onda ao atravessar o tokamak sem plasma (ϕ_0) e com plasma (ϕ_p) serão dadas respectivamente por

$$\phi_0 = \frac{2a}{\lambda_0}2\pi \qquad \text{e}$$

$$\phi_p = \frac{2a}{\lambda_p}2\pi = \frac{2a}{\frac{\lambda_0}{\mu}}2\pi \qquad (\mu \equiv \frac{c}{v_\phi} = \frac{\lambda_0}{\lambda_p}) \ , \tag{3-6}$$

onde v_ϕ é a velocidade de fase da onda e λ_p o comprimento de onda no plasma.

Portanto, a defasagem introduzida ao ser criado o plasma, $\Delta\phi_p$, será dada por

$$\Delta\phi_p \equiv \phi_0 - \phi_p = \frac{2\pi}{\lambda_0}(1-\mu)2a \ . \tag{3-7}$$

Como μ não é constante ao longo do percurso no plasma (ver Eq. 3-5), a expressão correta para $\Delta\phi_p$ será

$$\Delta\phi_p = \frac{2\pi}{\lambda_0}2 \cdot \int_0^a (1-\mu(r))dr \ . \tag{3-8}$$

Para $n_e(r) << n_c$, $\mu(r)$ pode ser expandido até 1ª ordem a partir de (3-5):

$$\mu(r) \cong 1 - \frac{1}{2}\frac{n_e(r)}{n_c} \ . \tag{3-9}$$

A defasagem $\Delta\phi_p$ pode ser aproximada por

$$\Delta\phi_p \cong \frac{1{,}06\cdot 10^{-5}}{\omega}\int_0^a n_e(r)dr = \frac{0{,}53\cdot 10^{-5}}{\omega}\overline{n}_e 2a \ , \tag{3-10}$$

onde $\overline{n}_e$ é a densidade de linha, definida por

$$\overline{n}_e \equiv \frac{1}{2a}\cdot 2\int_0^a n_e(r)dr \ . \tag{3-11}$$

A Eq. 3-10 mostra que a defasagem $\Delta\phi_p$ está diretamente associada à densidade do plasma ou, mais precisamente, à integral da densidade ao longo do percurso da onda.

Considerando uma determinada forma para o perfil de densidade, (3-10) poderá ser integrada. Por exemplo, para um perfil parabólico dado por

$$n_e(r) = n_{em}(1-\frac{r^2}{a^2}) \ , \tag{3-12}$$

obtém-se

$$\Delta\phi_p \cong \frac{0{,}53\cdot 10^{-5}}{\omega}\left(\frac{2}{3}n_{em}\right)2a \ . \tag{3-13}$$

Com (3-12) e (3-13) pode-se conhecer a densidade em qualquer ponto, a partir da medição de $\Delta\phi_p$. Assim, o problema da medição da densidade se reduz à obtenção de $\Delta\phi_p(t)$. Nos parágrafos seguintes é mostrado como se pode obter $\Delta\phi_p(t)$ a partir do sinal do detector.

Os detectores mais usados atualmente são diodos do tipo Schottky. A tensão nos seus terminais é proporcional ao quadrado da amplitude da onda incidente[2]:

$$V = k_d E^2 \ , \tag{3-14}$$

onde k_d é o coeficiente de sensibilidade do diodo.

No interferômetro de microondas podem ser usados dois detectores simultaneamente, nas portas 2 e 4 de um anel híbrido (Fig. 3-1b). No anel, as ondas se combinam de forma a obter-se

$$E_2 = \frac{E_r + E_p}{\sqrt{2}} \qquad \text{e} \qquad E_4 = \frac{E_r - E_p}{\sqrt{2}} \ . \tag{3-15}$$

É preciso levar em consideração que o detector não consegue responder a freqüências muito altas, de alguns GHz, por exemplo, resultando num valor médio correspondente à forma de onda incidente. Por exemplo, se a onda incidente for um feixe de microondas sem modulação e de freqüência ω, a tensão na saída do detector será:

[2]Desde que a potência incidente não seja muito elevada (até -20 dbm, aproximadamente).

$$V = k_d < E^2 >= k_d < (A\cos\omega t)^2 >= k_d A^2 \int_0^T (\cos\omega t)^2 dt = \frac{k_d A^2}{2} \quad . \tag{3-16}$$

Tendo isto em conta, a partir de (3-1a), (3-14) e (3-15) obtém-se (Da Silva, 1992)

$$V_2 = k_d\left[\frac{1}{4}(E_{r0}^2 + E_{p0}^2) + \frac{1}{2}E_{r0}E_{p0}\cos(\Delta\phi_e + \Delta\phi_p(t))\right] \quad \text{e}$$

$$V_4 = k_d\left[\frac{1}{4}(E_{r0}^2 + E_{p0}^2) - \frac{1}{2}E_{r0}E_{p0}\cos(\Delta\phi_e + \Delta\phi_p(t))\right] \quad . \tag{3-17}$$

Os dois sinais podem ser subtraídos com um amplificador diferencial de ganho G, obtendo-se

$$V(t) \equiv V_2 - V_4 = k_d G E_{r0} E_{p0} \cos(\Delta\phi_e + \Delta\phi_p(t)) \ . \tag{3-18}$$

O sinal $V(t)$, portanto, será um sinal cossenoidal de amplitude $k_d G E_{r0} E_{p0}$, que variará mais ou menos rapidamente no tempo conforme as variações de $\Delta\phi_p(t)$ (e conseqüentemente, de $n_e(t)$). Por exemplo, no início do pulso tokamak, a densidade muda rapidamente e $V(t)$ também. Depois, a densidade tende a cair mais lentamente e $V(t)$ varia mais devagar (Fig. 3-2).

De (3-18) obtém-se:

$$\Delta\phi_p(t) = \cos^{-1}\left[\frac{V(t)}{k_d G E_{r0} E_{p0}}\right] - \Delta\phi_e \quad . \tag{3-19}$$

O valor de $\Delta\phi_e$ pode ser ajustado na ausência do plasma com um defasador (ver Fig. 3-1b) para qualquer valor (usualmente 0 ou $\pi/2$). O valor de $k_d G E_{r0} E_{p0}$ corresponde ao máximo de $V(t)$ durante a descarga.

$\Delta\phi_p(t)$ pode ser obtido também a partir de um único detector. A desvantagem é que, nesse caso (ver Eq. 3-17), o sinal cossenoidal aparece somado a um termo constante[3] $(E_{r0}^2 + E_{p0}^2)/4$:

$$\Delta\phi_p(t) = \cos^{-1}\left[\frac{k_d(E_{r0}^2 + E_{p0}^2) - 4V_4}{2k_d E_{r0} E_{p0}}\right] - \Delta\phi_e \quad . \tag{3-20}$$

O interferômetro de microondas do TBR-1 opera atualmente nesta configuração, usando um único detector.

[3]Esse termo pode variar devido a instabilidades na fonte de alimentação, absorção no plasma e, principalmente, devido à refração no plasma

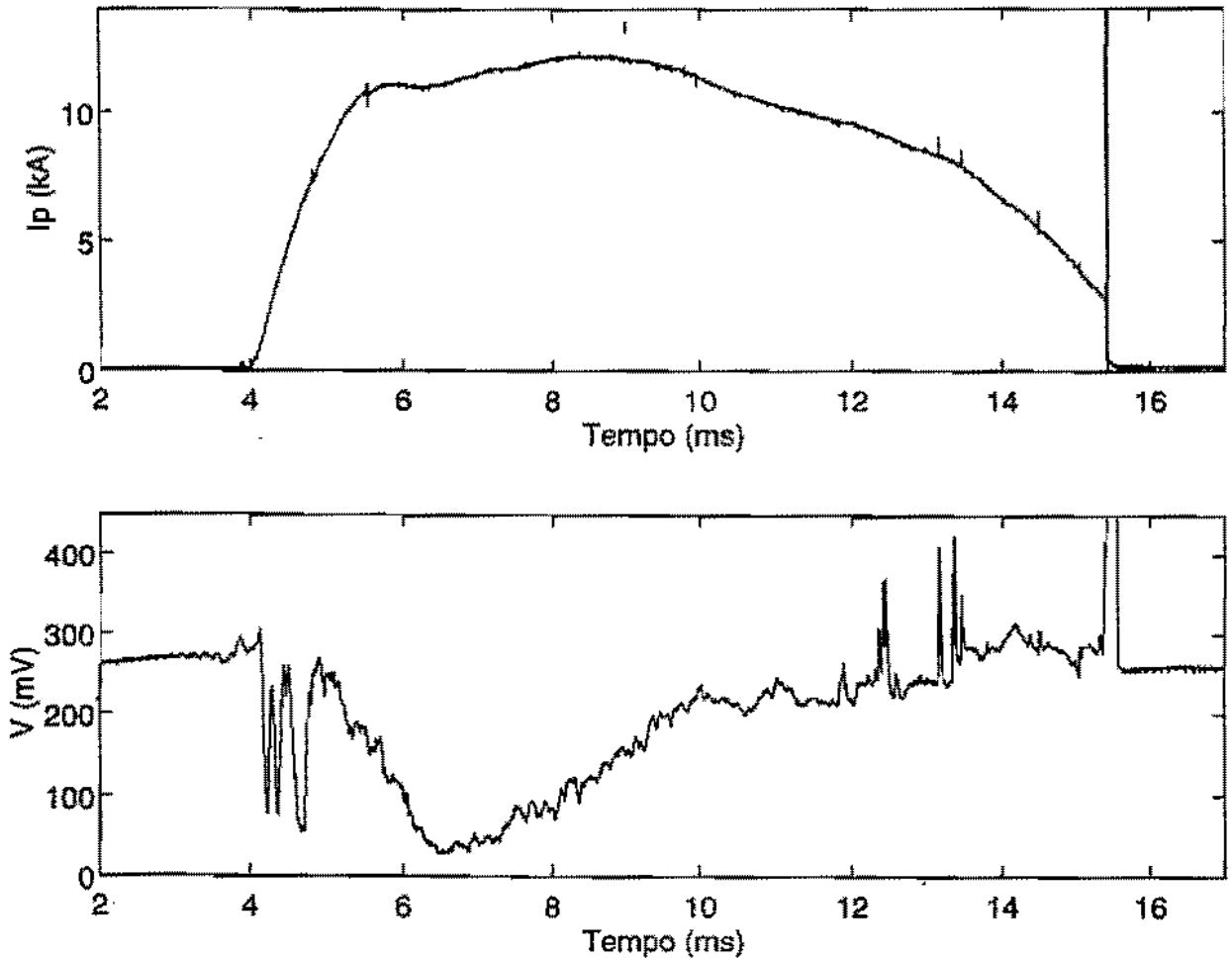


Fig. 3-2 Corrente de plasma e sinal do interferômetro de microondas obtidos num pulso do tokamak TBR-1.

Estas equações foram obtidas supondo que a absorção do feixe no plasma seja desprezível, como ocorre no tokamak TBR-1 para a freqüência de operação do interferômetro (Da Silva, 1992). Quanto à refração, pode se fazer uma estimativa integrando a equação de Snell para um sistema de índice de refração variável (Shmoys, 1961). No caso de um plasma de geometria cilíndrica cuja densidade tenha um perfil parabólico, se a direção de injeção do feixe forma um ângulo reto com o eixo do cilindro, o ângulo máximo de desvio, α_m, será dado aproximadamente por (Fig. 3-3)

$$\alpha_m \cong sen^{-1} \frac{n_{em}}{n_c} \quad , \tag{3-21}$$

onde n_{em} é a densidade no centro da coluna e n_c a densidade de corte. Este ângulo corresponde a um raio cuja "parâmetro de impacto" y_0, mostrado na Fig. 3-3, é dado por

$$y_0 = \frac{a}{2}\left(1 - \frac{n_{em}}{n_c}\right)^{1/2} . \tag{3-22}$$

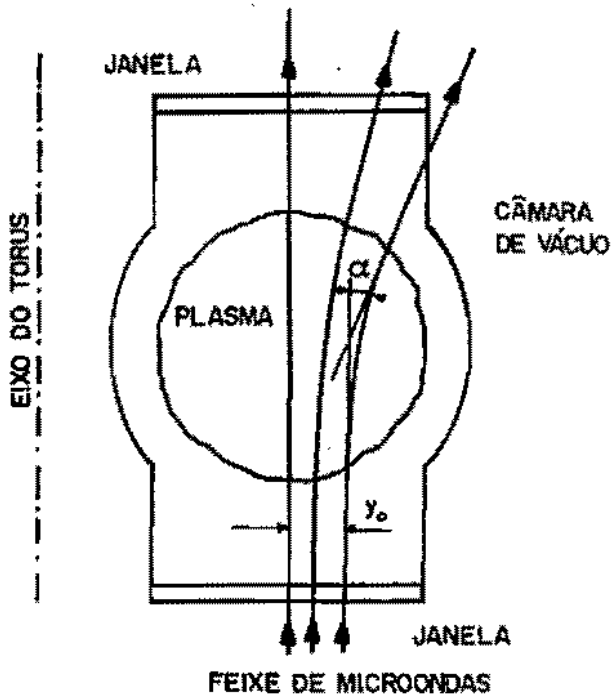


Fig. 3-3 Refração dos raios ao atravessarem o plasma.

A atenuação do feixe ligada à refração pode ser estimada usando um programa que calcule a trajetória dos raios no plasma. Como alternativa, Heald and Wharton propõem um modelo extremamente simplificado, que representa a coluna de plasma por um cilindro homogêneo de índice de refração constante μ (Heald, 1965). Aplicando a lei de Snell às interfaces dos dois meios (vácuo e plasma) obtém o índice de transmissão T, que é dado por

$$T = \frac{a(L+2Z)}{2gZ(L+Z)+a(L+2Z)} , \tag{3-23}$$

onde $g = (1 - n/n_c)^{-1/2} - 1$; a é o raio da coluna; os comprimentos Z e L são mostrados na Fig. 3-4. Para $n << n_c$ e $Z >> L$, de (3-23) resulta

$$T = \frac{a}{\frac{n}{n_c}Z + a} . \tag{3-24}$$

Para os parâmetros do interferômetro usado no TBR-1 obtém-se T > 0,5.

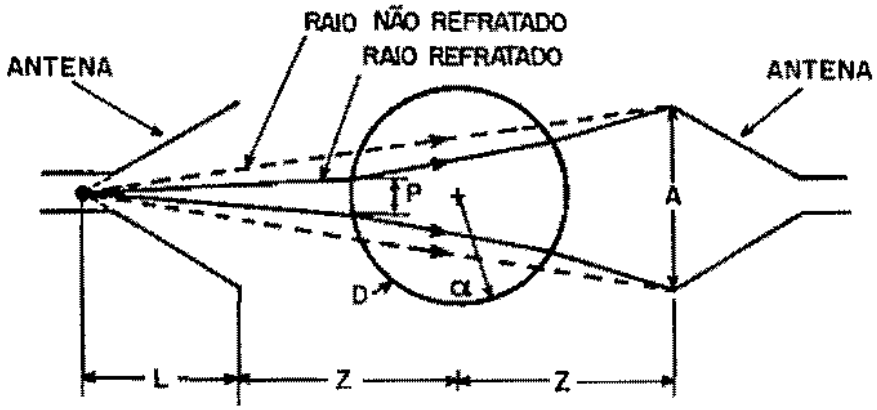


Fig. 3-4 Diminuição do acoplamento entre as antenas devida à refração no plasma.

3.2.2. Limitações deste tipo de Interferômetro

Este tipo simplificado de interferômetro tem duas limitações fundamentais, que podem ser entendidas a partir de (3-19) e da Fig. 3-5:

a) $\Delta\phi_p(t)$ não está definida univocamente para cada valor do argumento, porque $cos^{-1}(x)$ é uma função "multi-valor" (Fig. 3-5).

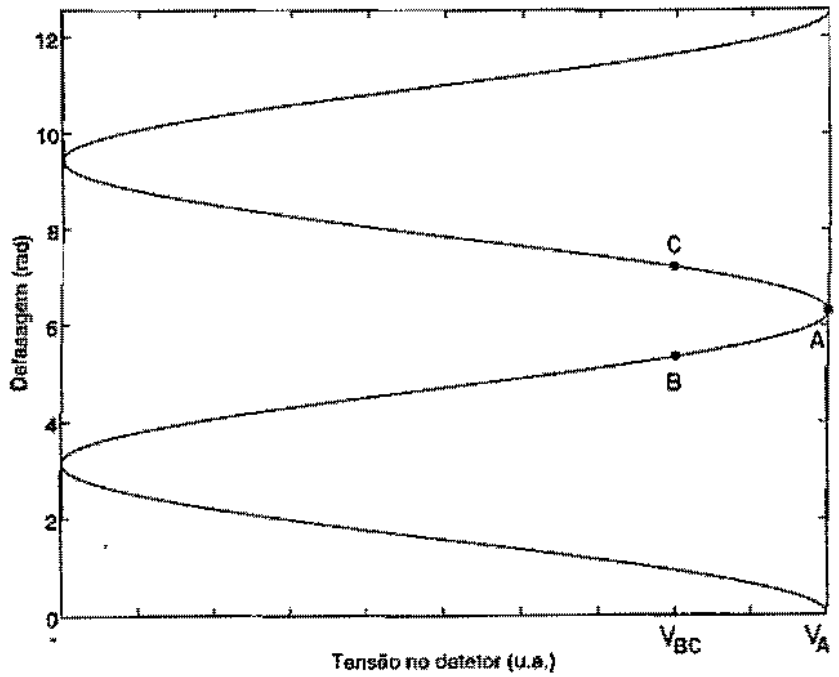


Fig. 3-5 Ambigüidade na determinação da fase: quando o sinal no detector passa de V_A a V_{BC} não é possível determinar se a fase aumenta (ponto C) ou diminui (ponto B). Somente variações a partir dos pontos de máximo e mínimo de V(t) apresentam ambigüidade.

b) $\Delta\phi_p(t)$ é deduzida a partir de medições da amplitude do sinal $V(t)$ (ver Eq. 3-19). Desta forma, variações de E_{r0} e E_{p0} durante o pulso poderão ser interpretadas erroneamente como variações em $\Delta\phi_p$.

A segunda objeção pode ser contornada, em princípio, medindo E_{r0} e E_{p0} independentemente durante o pulso. De qualquer maneira, como será mostrado abaixo, é mais conveniente e mais preciso medir $\Delta\phi_p$ de outra maneira, e não a partir da amplitude do sinal.

A limitação a) -equivocidade de $\cos^{-1}(x)$- não pode ser contornada neste tipo simplificado de interferômetro: quando o sinal passa por um máximo ou um mínimo não é possível saber, a rigor, se a densidade cresce ou decresce (Fig. 3-5).

Existem interferômetros baseados em esquemas mais complexos, que não apresentam esta ambigüidade.

3.3 Outros tipos de interferômetro

A. Interferômetro em quadratura[4]

A ambigüidade nos pontos de máximo e mínimo pode ser resolvida se, junto com o sinal de interferência convencional, houver um sinal de interferência defasado de $\pi/2$. Isto corresponde a ter, em (3-17) e (3-18), um sinal proporcional ao seno. Num ponto, por exemplo, em que o sinal do cosseno é máximo (vide Eq. 3-18), se o sinal do seno for crescente, a fase $\Delta\phi_p(t)$ estará aumentando e a densidade também; caso contrário a densidade estará diminuindo.

Para obter o sinal proporcional ao seno (defasagem de $\pi/2$) há várias soluções possíveis:

a) **Ter dois ramos de referência** (Fig. 3-6). Os dois são alimentados com a mesma klystron. O defasador deve ser ajustado para se ter $\Delta\phi_{e1} = \Delta\phi_{e2} + \pi/2$. Esta solução implica duplicar muitos dos componentes de microondas, além do problema de manter a defasagem de $\pi/2$ constante.

b) **Colocar um defasador controlado no ramo de referência** (Lister, 1982). O defasador, quando acionado, introduz uma defasagem adicional de $\pi/2$. Desta forma obtêm-se os sinais proporcionais ao seno e ao cosseno multiplexados no mesmo detector. O chaveamento do defasador deve ser feito em freqüência bastante alta, bem maior que a freqüência característica dos fenômenos que se pretende estudar.

c) **Modular a freqüência da klystron.** A freqüência de oscilação da klystron depende da tensão do refletor. Modulando esta tensão com uma onda quadrada de freqüência alta (centenas de KHz) a klystron oscilará alternadamente com freqüências levemente diferentes. Esta diferença Δf, cujo valor pode ser ajustado pela altura da onda quadrada, combinada com a diferença de

[4] Também denominado interferômetro polar ou sen/cos.

caminho entre o ramo de referência e o do plasma, ΔL, produz os dois sinais, proporcionais ao seno e ao cosseno, no mesmo detector (Hugenholtz, 1990). Um sistema simples de sincronismo com a fonte de modulação da klystron permite separar os dois sinais (Fig. 3-7).

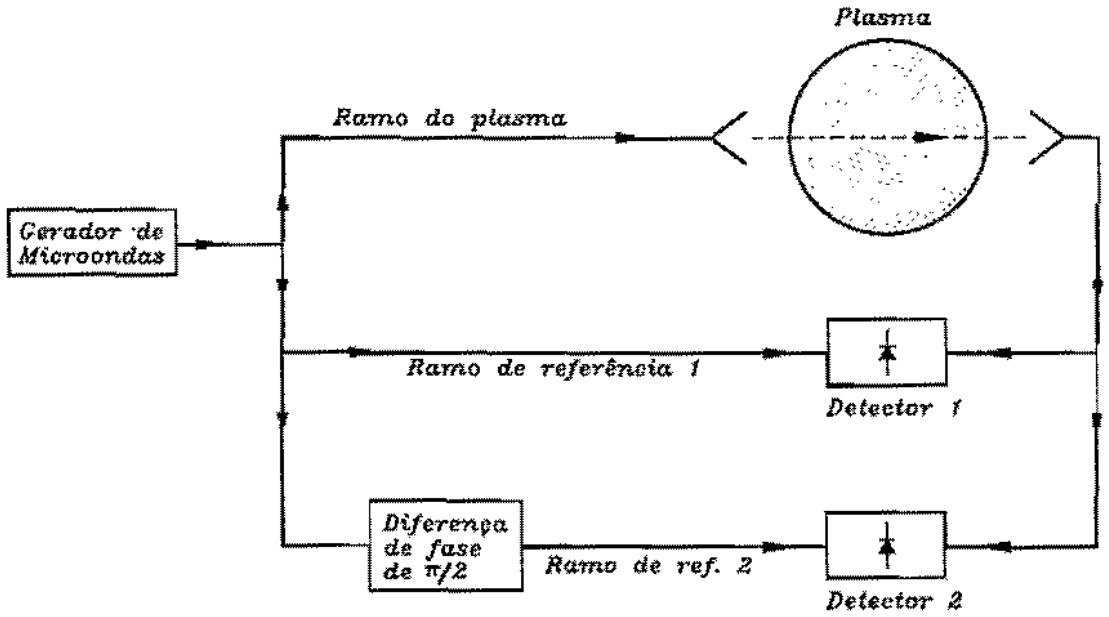


Fig. 3-6 Esquema básico de um interferômetro com dois ramos de referência defasados de π/2 para resolver a ambigüidade na determinação da fase (adaptado de Lister, 1982).

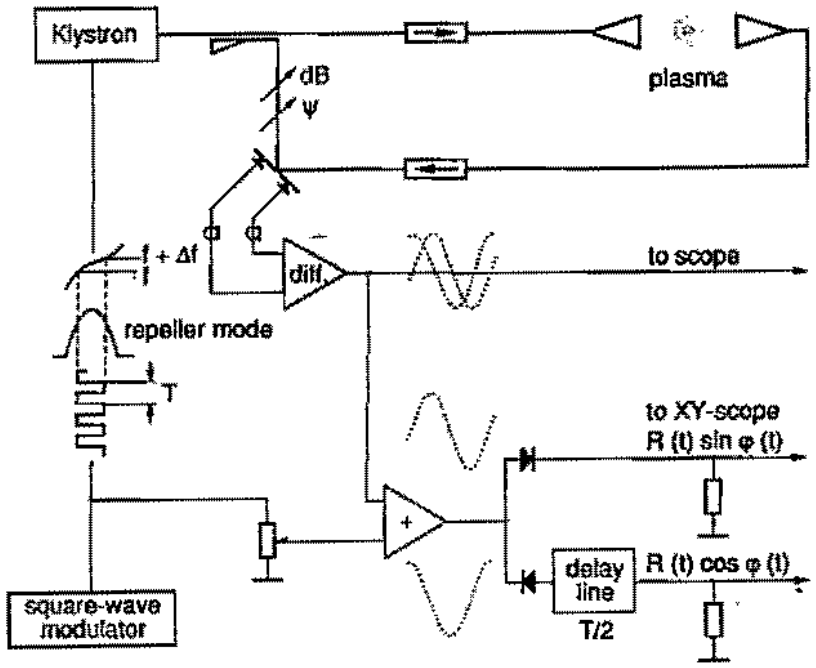


Fig. 3-7 Esquema básico de um interferômetro polar com modulação na freqüência do klystron por onda quadrada (Hugenholtz, 1990).

B. Interferômetro com modulação em rampa

O interferômetro de microondas do JET foi construído segundo este princípio, que combina a modulação da klystron por meio de uma tensão em forma de dente de serra, com uma diferença de caminho ΔL, entre o ramo de referência e o do plasma (Hugenholtz, 1990). O sinal obtido, como será visto, não está sujeito à ambigüidade do interferômetro convencional.

A modulação em freqüência, produzida por um gerador de tensão de dente de serra aplicado ao refletor, é dada por (Fig. 3-8)

$$f(t) = f_0 + \frac{df}{dt}t \qquad \text{para} \qquad 0 < t < T\,. \tag{3-25}$$

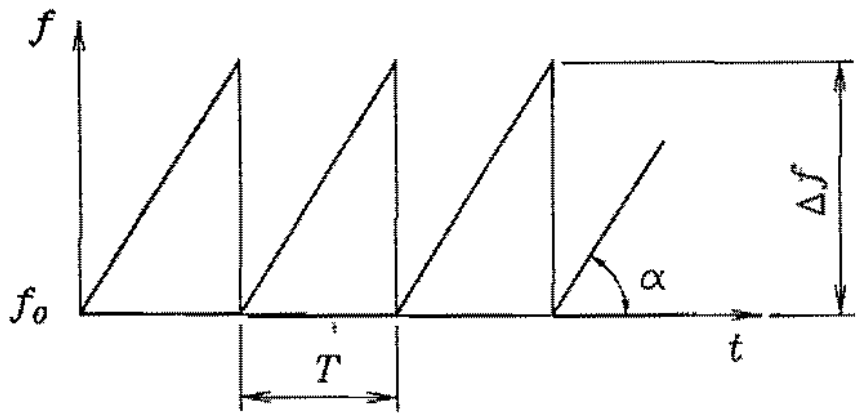


Fig. 3-8 Modulação "dente de serra" da freqüência da klystron.

A diferença Δt entre o tempo que a onda demora para percorrer o ramo de referência e o do plasma é função da diferença de caminho, ΔL, e da freqüência f:

$$\Delta t = \frac{\Delta L}{v_\phi} = \frac{\Delta L}{\lambda_g f}\,, \tag{3-26}$$

onde λ_g, o comprimento de onda no guia, é dado por

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda_c^2}}}\,, \tag{3-27}$$

com λ_0 sendo o comprimento de onda no vácuo e λ_c o comprimento de onda de corte, para o modo de propagação usado no guia. Para o modo TE_{10}, num guia retangular de seção (a,b) com $a > b$, obtém-se

$$\lambda_c = 2a\,. \tag{3-28}$$

Na posição do detector, os campos elétricos da onda de referência e da onda que atravessa o plasma são:

$$\begin{aligned} E_r &= E_{r0}\cos(\omega t + \omega\Delta t) \\ E_p &= E_{p0}\cos(\omega t + \Delta\phi_p)\,. \end{aligned} \quad \text{e} \tag{3-29}$$

Na saída do detector quadrático, o sinal será

$$\begin{aligned} V = k_d < E^2 > &= \frac{k_d}{2}\left(E_{r0}^2 + E_{p0}^2\right) + k_d E_{r0} E_{p0}\cos\left(\omega\Delta t - \Delta\phi_p(t)\right) \\ &= \frac{k_d}{2}\left(E_{r0}^2 + E_{p0}^2\right) + k_d E_{r0} E_{p0}\cos\left(\omega_0\Delta t + t\frac{d\omega}{dt}\Delta t - \Delta\phi_p(t)\right)\,. \end{aligned} \tag{3-30}$$

O termo $(E_{r0}^2 + E_{p0}^2)$ é aproximadamente constante e, se for preciso, pode ser medido em tempo real; $\omega_0\Delta t$ também é um termo constante. No segundo termo do parênteses, $f_i \equiv \frac{1}{2\pi}\frac{d\omega}{dt}\Delta t$ é escolhido de forma a ter um valor elevado, da ordem de 1 MHz.

Na ausência de plasma ($\Delta\phi_p = 0$), o sinal oscilará com freqüência f_i, passando pelo zero (descontado o termo constante de (3-30)) a intervalos $\Delta T = 1/(2 \cdot f_i)$. Quando é gerado o plasma, o intervalo ΔT entre as passagens por zero muda, de acordo com o valor de $\Delta\phi_p(t)$. Portanto, a variação de ΔT em cada ciclo é uma medida da variação de $\Delta\phi_p(t)$ nesse intervalo de tempo.

Com este tipo de interferômetro, a medição de densidade passa a ser uma medição de intervalos de tempo, evitando todos os inconvenientes das medições de densidade feitas a partir das amplitudes dos sinais.

C. Interferômetro heteródino

Em tokamaks de grande porte, com densidades de plasma mais altas, é necessário usar feixes de radiação de freqüência maior, na faixa do infravermelho distante, para minimizar os efeitos da refração. As fontes disponíveis são, em geral, de potência baixa e os detectores são pouco sensíveis. Para este tipo de plasmas, o interferômetro de tipo heteródino é a escolha mais adequada, devido à sua elevada sensibilidade.

O esquema básico do interferômetro heteródino está mostrado na Fig. 3-9. Antes de passar pelo plasma, parte do feixe principal é misturado com o feixe do oscilador local, cuja

freqüência difere da do feixe principal em $\Delta\omega$. O sinal no detector de referência é proporcional[5] a $sen(\Delta\omega t)$. Depois do feixe principal passar pelo plasma, os dois feixes são novamente misturados: o sinal no detector é proporcional a $sen(\Delta\omega t + \Delta\phi_p)$. Comparando a passagem por zero dos dois sinais é possível obter $\Delta\phi_p$ sem nenhuma ambigüidade e independentemente da amplitude do sinal.

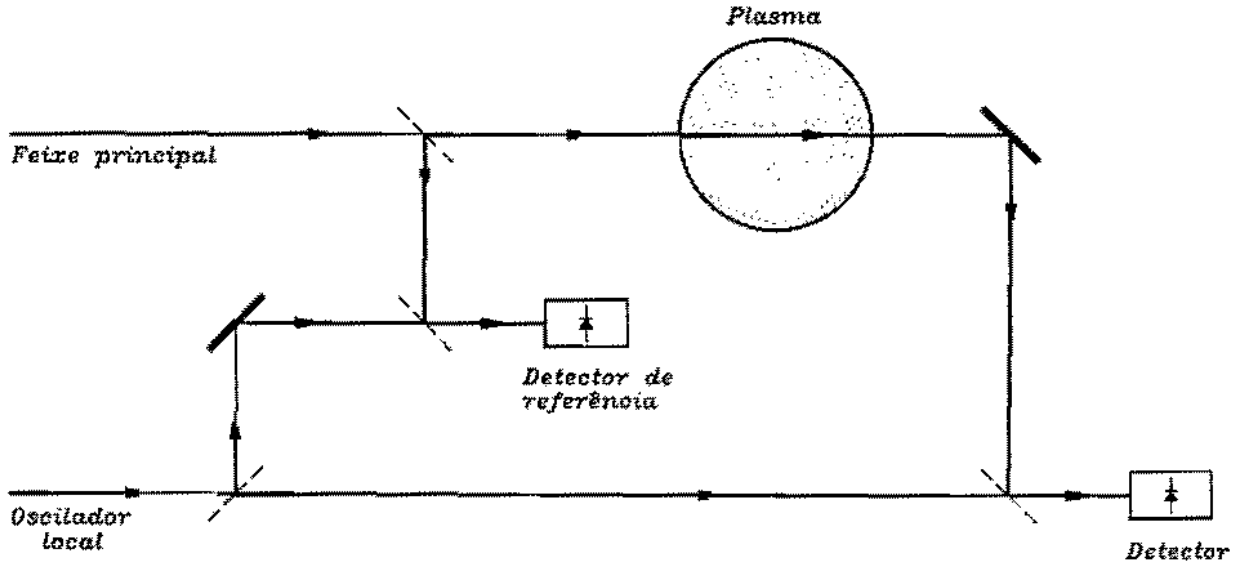


Fig. 3-9 Esquema básico de um interferômetro heteródino

3.4 Reflectometria de microondas

É uma técnica, usada em alguns tokamaks, para determinar a posição e o movimento de uma camada de densidade constante. Está baseada na existência, para cada freqüência, de uma densidade de corte n_c (ver Eq. 3-4). Quando uma onda atinge essa camada, o índice de refração tende a 0 (ver Eq. 3-5) e a onda será completamente refletida.

O esquema básico de um refletômetro está representado na Fig. 3-10. Como será mostrado a seguir, a posição da camada $n = n_c$ será deduzida da relação de fase no detector. A fase das duas ondas num instante fixo, na entrada do detector, é

$$\phi_r = \frac{L_r}{\lambda_g} 2\pi = \frac{\omega}{v_g} L_r \qquad \text{e}$$

$$\phi_p = 2\pi\left(\frac{L_{pg}}{\lambda_g} + 2\frac{L_{pv}}{\lambda_0} + 2\frac{L_p}{\lambda_p}\right) = \frac{\omega}{v_g} L_{pg} + 2\frac{\omega}{c} L_{pv} + 2\frac{\omega}{v_p} L_p \ . \tag{3-31}$$

[5] Quando incidem num detetor quadrático ondas de freqüências diferentes, ω_1 e ω_2, o sinal do detetor contém termos proporcionais ao seno da soma e da diferença das freqüências. O detetor e a eletrônica associada só conseguem responder ao termo que envolve a diferença das freqüências, se elas forem próximas.

onde L_r, L_{pg}, L_{pv} e L_p estão representados na Fig. 3-10; λ_g e λ_p são os comprimentos de onda no guia e no plasma e v_p é a velocidade de fase da onda no plasma.

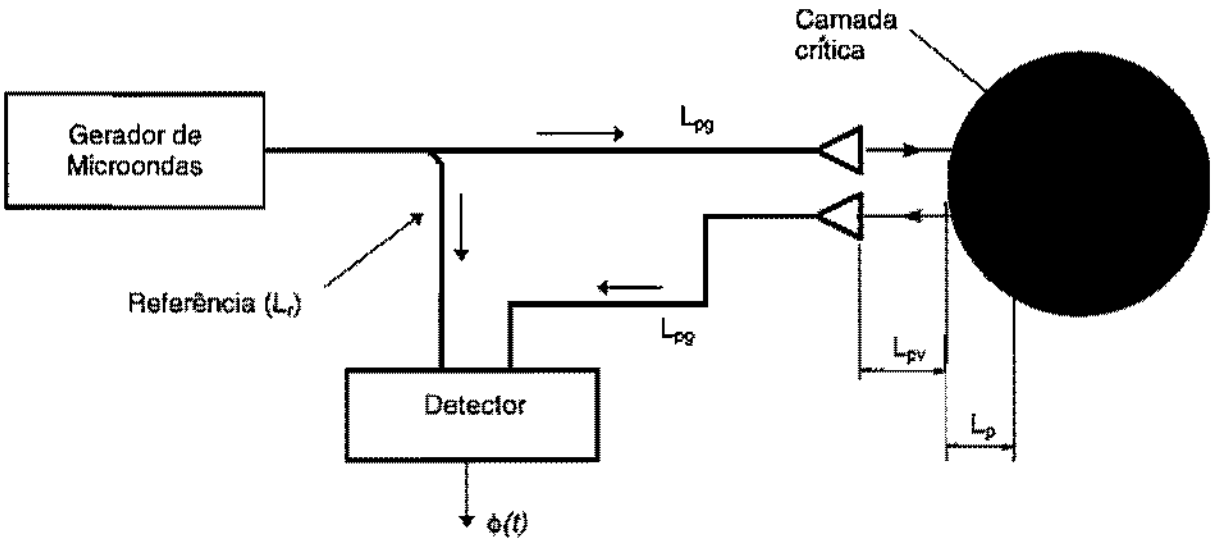


Fig. 3-10 Esquema básico de um refletômetro de microondas.

A partir do sinal do detector pode se obter a diferença entre as fases, como foi mostrado no caso do interferômetro:

$$\phi \equiv \phi_p - \phi_r = \frac{\omega}{v_g}\left(L_{pg} - L_r\right) + 2\frac{\omega}{c}L_{pv} + 2\frac{\omega}{v_p}L_p \quad . \tag{3-32}$$

Os dois primeiros termos são fases fixas, que não contêm informação. O último termo pode variar devido a mudanças em ω e em $L_p(t)$:

$$\delta\phi = 2\frac{\delta\omega}{v_p}L_p(t) + 2\frac{\omega}{v_p}\delta L_p(t) \ , \tag{3-33}$$

onde v_p depende do índice de refração, que é função da posição. Para perfis de densidade plausíveis, o índice de refração médio para o plasma situado antes da camada crítica é, aproximadamente, 0,6 (Hubbard, 1987).

Tendo em conta (3-33), os dois modos de operação possíveis de um refletômetro são:

a) Freqüência fixa ($\delta\omega = 0$)

Como $\delta\omega = 0$, a variação de fase pode ser devida apenas ao movimento da camada crítica, onde $n = n_c$:

$$\delta\phi(t) = 2\frac{\omega}{v_p}\delta L_p(t) \ . \tag{3-34}$$

Neste modo de operação, é possível determinar somente $\delta L_p(t)$, a mudança de posição de uma determinada camada. A posição absoluta da camada crítica não pode ser obtida por este procedimento.

b) Varredura em freqüência

Se a varredura é suficientemente rápida, de maneira que o segundo termo de (3-33) seja desprezível com relação ao primeiro, pode-se obter o valor absoluto $L_p(t)$ da posição da camada crítica. É preciso avaliar criteriosamente os erros provenientes de variações rápidas de δL_p, vibrações no sistema, etc. Evidentemente é possível usar os dois sistemas simultaneamente: o de freqüência fixa para obter δL_p e o de varredura para obter L_p de (3-33), usando o valor de δL_p. Para monitorar simultaneamente várias camadas seria preciso dispôr de vários canais, com freqüências diferentes; desta forma pode-se obter o perfil de densidade do plasma. O JET, por exemplo, dispõe de um refletômetro de 12 canais (Hugenholtz, 1990).

CAPÍTULO 4

DESCRIÇÃO DOS ARRANJOS EXPERIMENTAIS

Resumo: Neste capítulo são resumidas as características do tokamak TBR-1 e dos sistemas de medição disponíveis na máquina. São descritos mais detalhadamente o interferômetro de microondas e o polarímetro montado para a realização deste trabalho.

4.1 O Tokamak TBR-1

O TBR-1 é um tokamak de pequeno porte projetado e construído no Laboratório de Física de Plasmas do IFUSP (Simpson, 1978). A Tabela 4-1 reúne as principais características da máquina:

Tabela 4-1 *Características gerais do tokamak TBR-1*

Raio maior:	0,30 m.
Raio menor:	0,11 m.
Raio do plasma:	0,08 m.
Seção:	Circular.
Material da parede:	Aço inoxidável 316 L.
Bombeamento:	Bomba turbomolecular de 380 l/s (55 l/s na câmara).
P_{base}:	$\approx 1 \cdot 10^{-6}$ mbar (equiv. N_2)[1].
Gás:	H_2. Injeção contínua e/ou pulsada (válvula piezoelétrica).
B_{tor} *(máx):*	4 kG.
I_p:	10 kA.
n_{em}:	$\approx 5\text{-}10 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} (Da Silva, 1989).
T_{e0}:	≈ 130 eV (Oliveira, 1994).
$\tau_{descarga}$:	≈ 12 ms.
$\tau_{partículas}$:	$\approx 1{,}8$ ms (Da Silva, 1989).
$\tau_{energia}$:	$\approx 0{,}1$ ms (Da Silva, 1989).
Equilíbrio:	Campo vertical externo com realimentação (Tuszel, 1990).

[1] A sensibilidade dos medidores de pressão do tipo "ion-gauge" é diferente para cada gás. Os do laboratório estão calibrados para nitrogênio. As medições de pressão, neste trabalho, estão dadas em "unidades equivalentes para nitrogênio". Para obter a pressão real é preciso multiplicar pelo fator de sensibilidade, que no caso do hidrogênio é aproximadamente 2,45.

4.2 Sistemas de diagnóstico

A limitação no número de janelas de acesso à câmara (18) impede colocar simultaneamente todos os dispositivos de medição disponíveis. Os principais são:

Medidores de tensão:	Verificação da voltagem nos bancos de capacitores.
Bobinas de Rogowski:	Medição das correntes das bobinas toroidal, vertical e de aquecimento ôhmico, e para medir a corrente de plasma.
Bobinas de posição:	Monitoramento da posição horizontal e vertical da coluna.
Espira da tensão de enlace:	Mede a tensão induzida no toróide pelo transformador de aquecimento ôhmico.
Ion-gauge:	Medição da pressão na câmara.
Analisador de Gás Residual:	Monitora a composição dos gases na câmara.
Detector de Raios X "duros":	Cintilador e Fotomultiplicadora: detecta Raios X emitidos por elétrons "fugitivos" (runaway) de alta energia.
Detector de Raios X "moles":	Medição de temperatura eletrônica e instabilidades MHD.
Bobinas de Mirnov:	Monitoração das perturbações MHD.
Detector H_α:	Medição da emissão da linha H_α do Hidrogênio.
Sonda eletrostática:	Temperatura e densidade eletrônicas na borda; voltagem de plasma e flutuante.
Espectrômetro ótico	Analisa a luz emitida pelo plasma; a partir dela pode-se inferir T_i, n_i, $Z_{efetivo}$, etc.
Interferômetro de Microondas:	Medição da densidade eletrônica.
Polarímetro:	Medição da densidade eletrônica a partir da rotação de Faraday de um feixe de microondas, conforme é proposto neste trabalho.

4.3 Interferômetro de microondas

O esquema básico do interferômetro está representado na Fig. 3-1b. O feixe atravessa o plasma na direção vertical. Quase todos os componentes do interferômetro são usados no polarímetro, de maneira que não é possível operar os dois sistemas simultaneamente.

As características dos principais componentes utilizados são:

Klystron Reflex: Varian VRE 2101 A	• f = 65 GHz (λ_0 = 4,6 mm). • $P_{max} \cong$ 500 mW.
Isolador: Alpha TRG V111	• Isolação (mín.) = 18 db. • Perda por inserção (máx.) = 0,8 db. • VSWR[2] = 1,3. • Potência média (máx.) = 3 W. • Banda = 4 %.
Acoplador direcional: Alpha TRG V559	• Acoplamento = - 10 db. • Diretividade = - 40 db. • VSWR = 1,1.
Atenuador 1: Alpha TRG V510	• 0 - 50 db. Calibrado. • Perda por inserção (máx.) = 0,8 db. • VSWR = 1,15. • Potência média (máx.) = 0,3 W.
Atenuador 2: Alpha TRG V520	• 0 - 25 db. Não calibrado. • Perda por inserção[3] = 0,3 db. • VSWR = 1,15.
Defasador: Alpha TRG V525	• Faixa: 0 - 180°. • Perda por inserção = 0,3 db. • VSWR = 1,20.
Anel híbrido: Alpha TRG V600	• Isolação = - 20 db. • Perda por inserção = 0,5 db. • VSWR = 1,25 db.
Detector: Diodo Schottky 1N53	• Numa cavidade Alpha TRG V970.
Antenas "horn": Alpha TRG V861	• Ganho = 25 db. • Abertura = 40,5 x 33,0 mm.
Guia de onda: RG 98[4]	• Retangular: 3,76 x 1,88 mm. • Modo TE_{10}; flanges UG-385/U.

[2] Voltage standing wave ratio: coeficiente de onda estacionária.
[3] Em 0 db.
[4] Equivalente a WR 15.

O funcionamento do interferômetro está descrito no Capítulo 3 e em Da Silva, 1992. Nas medições apresentadas no Capítulo 5, foi usado apenas um detector na porta 4 do anel híbrido. O detector é o mesmo usado no polarímetro. O valor da defasagem e, portanto, da densidade, deve ser obtido de (3-20).

Ajustando sem plasma o defasador para obter $\Delta\phi_e = \pi$ e o atenuador 2 para $E_{r0} = E_{p0}$, de (3-17) obtém-se

$$V_4(max) = k_d E_{r0}^2 \,. \tag{4-1}$$

A equação (3-20) se reduz a

$$\Delta\phi_p(t) = cos^{-1}\left(1 - \frac{2V_4(t)}{V_4(max)}\right) - \pi \,. \tag{4-2}$$

Antes do pulso, com $V_4(t) = V_4(max)$, o valor dado por (4-2) é $\Delta\phi_p = 0$, como era de se esperar.

Admitindo um perfil parabólico de densidade com o raio da coluna, a, igual a 8 cm, a sensibilidade do interferômetro pode ser caracterizada pelos parâmetros abaixo, calculados por meio de (3-10) e (3-13):

$$\begin{aligned} &\frac{\Delta\bar{n}_e}{franja} = 3{,}0\cdot 10^{12}\,cm^{-3}, \qquad && \frac{\Delta n_{em}}{franja} = 4{,}5\cdot 10^{12}\,cm^{-3}, \\ &\frac{\Delta\bar{n}_e}{grau} = 8{,}3\cdot 10^{9}\,cm^{-3} \qquad e && \frac{\Delta n_{em}}{grau} = 1{,}3\cdot 10^{10}\,cm^{-3}. \end{aligned} \tag{4-3}$$

O sinal esperado, $V_4(t)$, é uma sucessão de máximos e mínimos com o máximo absoluto próximo do valor inicial e o mínimo próximo de zero. O espaçamento entre os máximos e mínimos depende da taxa de variação da densidade durante o pulso.

Nem sempre é fácil distinguir claramente os máximos e os mínimos no sinal do interferômetro, como se vê na Fig. 3-2, porque variações de E_{r0} e E_{p0} durante o pulso fazem com que os máximos e mínimos não atinjam os valores esperados. Existe também o problema da ambigüidade em torno dos pontos de máximo e mínimo (Seção 3.2.2). Em geral, é razoável fazer a hipótese de que a densidade cresça monotonicamente até o valor máximo e depois decresça monotonicamente a zero. Neste caso não há ambigüidade: a variação de fase (número de franjas) na subida e na descida da densidade deve ser a mesma. Mas, quando há injeção de gás durante o pulso, esta hipótese não é mais válida.

Amplificador

A amplitude do sinal no detector é de 5 a 30 mV, dependendo das condições experimentais. Junto ao detector há um amplificador, cujo ganho pode ser selecionado com uma

chave (Fig. 4-1). Nos experimentos, foi usado com um ganho fixo, $G = 32$. A resposta em freqüência é relativamente plana até $f \cong 100$ kHz. É usado um filtro passa baixa de 100 kHz. A saída do amplificador é de baixa impedância (50 Ω) para casar com a impedância de entrada do digitalizador Camac.

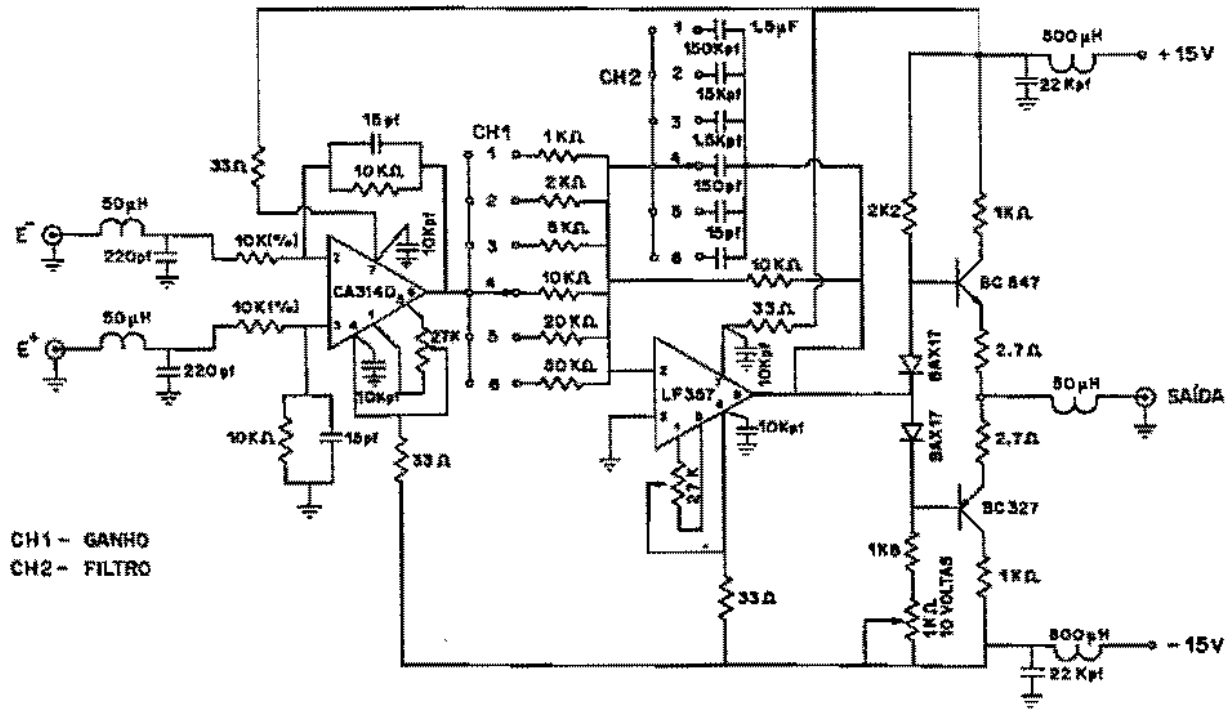


Fig. 4-1 Amplificador usado no interferômetro e no polarímetro (Da Silva, 1989). Nas medições feitas, a entrada E^- *foi aterrada, para usar o amplificador na configuração monopolar.*

4.4 Polarímetro

É o dispositivo montado para medir a rotação de Faraday. Utiliza muitos dos componentes do interferômetro de microondas do tokamak, tais como klystron, antenas, detector e outros. Não é possível, portanto, operar os dois aparelhos simultaneamente.

O polarímetro foi montado inicialmente com as antenas emissora e receptora fora da câmara do tokamak; os resultados não foram satisfatórios, devido principalmente à refração do feixe. Os efeitos da refração, que desviam o feixe da antena receptora, são evidentemente tanto mais perniciosos quanto mais longe está a antena receptora do plasma. Por este motivo foi construído um dispositivo para colocar as antenas dentro do vaso: os melhores resultados foram obtidos nesta configuração, que será descrita mais detalhadamente.

4.4.1 Polarímetro com as antenas externas ao vaso

A câmara do TBR-1 não tinha janelas tangenciais; foram construídos dois espelhos esféricos de aço inoxidável e colocados no pescoço de duas janelas radiais, para o feixe de microondas se propagar na direção conveniente (Fig. 4-2). O eixo do espelho forma um ângulo de 67,5° com os raios incidentes,e a aproximação de raios paraxiais, portanto, não é mais válida, resultando em aberrações sérias de coma e astigmatismo. Em conseqüência, mesmo sem plasma, não se consegue focalizar o feixe no centro do percurso. Foi feito o programa *espelho.m* para simular as trajetórias dos raios em duas dimensões. Os resultados obtidos mostram claramente o efeito das aberrações (Fig. 4-3). O problema pode ser contornado usando espelhos toroidais ou elipsoidais. A solução mais viável, no entanto, foi substituir duas janelas radiais por duas tangenciais, dispensando o uso de espelhos.

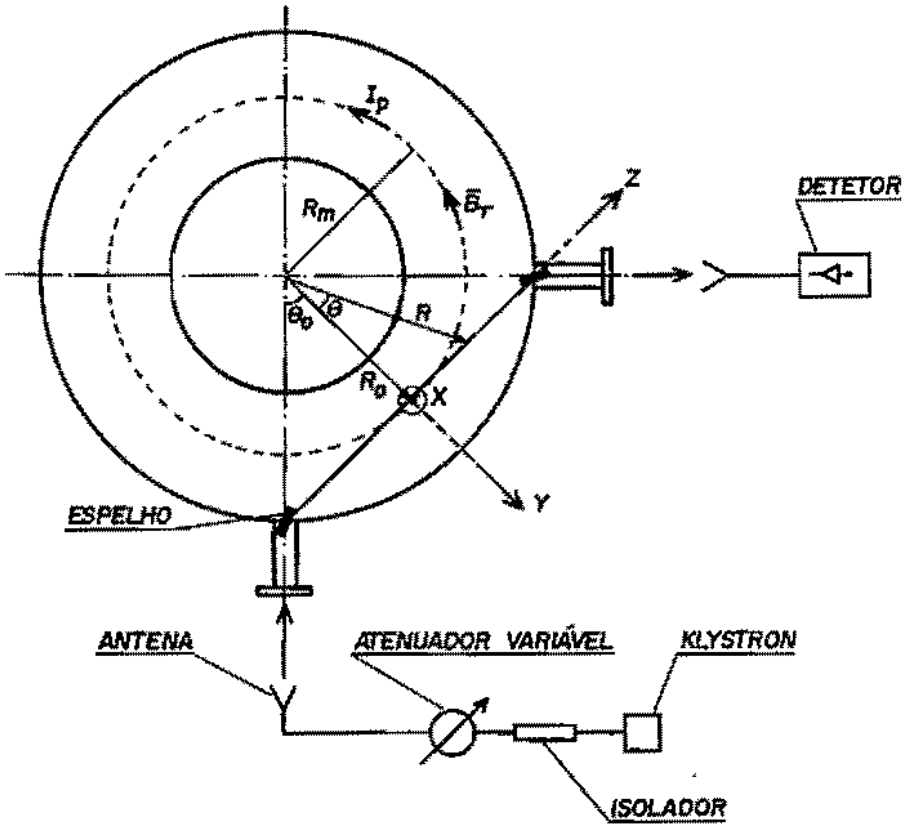


Fig. 4-2 Vista esquemática do polarímetro com as antenas externas ao vaso. Foram usados dois espelhos esféricos de raio de curvatura R_c = 306 mm para focalizar o feixe no centro da câmara.

A configuração básica do polarímetro está mostrada na Fig. 2-5. A maior parte dos componentes de microondas foi tirada do interferômetro. Foram construídas algumas grades de fio (Costley, 1977; Chambers, 1980; Martin, 1982) de 85 mm de diâmetro, usando fios de cobre, com diâmetro ϕ = 0,09 mm e espaçamento Δx = 0,5 mm. A função das grades é separar as duas componentes, mutuamente perpendiculares, do campo elétrico da onda após atravessar o plasma

(ver Fig. 2-5). Não foi possível explorar esta possibilidade por causa da refração do feixe e por dispormos de apenas um detetor e uma antena receptora. Uma das grades foi usada para verificar a despolarização do feixe por reflexão nas paredes da câmara (ver Seção 5.2).

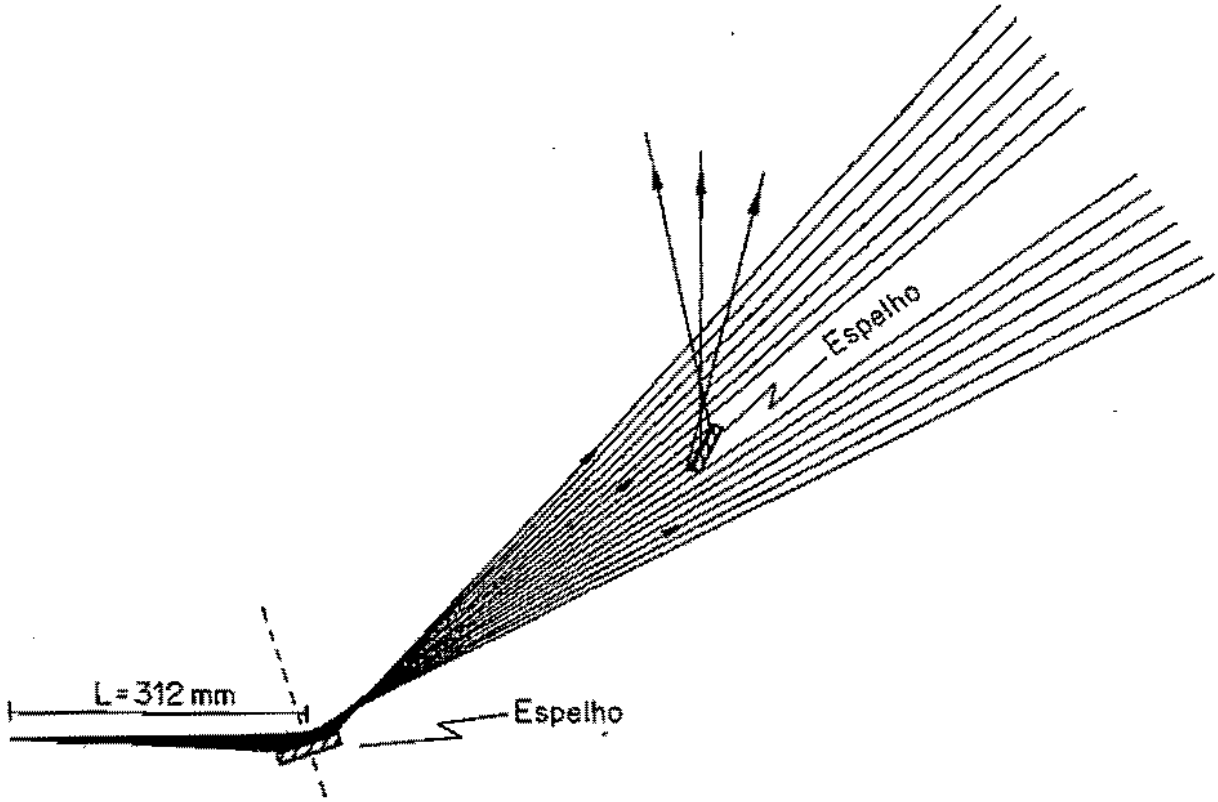


Fig. 4-3 Trajetórias dos raios emitidos por uma fonte pontual e refletidos por espelhos de raio de curvatura R_c = 306 mm. O eixo do primeiro espelho forma um ângulo de 67,5° com o raio central do feixe. Na aproximação de raios paraxiais, o feixe deveria ser focalizado num ponto eqüidistante dos dois espelhos e em outro ponto situado a uma distância L ≅ 312 mm do segundo espelho (fórmula de Gauss). As trajetórias dos raios mostram claramente os efeitos das aberrações.

Foram usadas janelas de quartzo de 6,3 mm de espessura. A espessura não está otimizada para tornar máxima a transmissão. O coeficiente de reflexão, R, depende dos coeficientes de Fresnel (Reitz, 1982). Para incidência perpendicular tem-se:

$$R = \frac{2r^2(1-\cos\beta)}{1+r^4-2r^2\cos\beta} \ ,$$

$$r \equiv \frac{n-1}{n+1} \qquad \text{e} \qquad \beta \equiv 4\pi\frac{d}{\lambda_0}n \ , \tag{4-4}$$

onde $n = 1{,}95$ é o índice de refração do quartzo nesta freqüência e d é a espessura da janela. Com estes valores obtém-se $R \cong 0{,}3$. Para $d = 5{,}9$ mm ou 7,1 mm, a reflexão é virtualmente nula (transmissão ressonante).

A intensidade do feixe emitido pela antena depende, na direção transversal ao feixe, da distância ao eixo central. O ângulo para o qual a intensidade do feixe cai à metade do valor no eixo, θ_{3db}, é dado por (Heald, 1965)

$$\theta_{3db}(graus) = \sqrt{3 \cdot 10^4 / G} \ . \tag{4-5}$$

O ganho G da antena depende das suas dimensões geométricas e pode ser calculado a partir destas (Heald, 1965). Para um dado comprimento na direção axial, z, e um comprimento de onda fixo, λ, o ganho da antena nas duas direções x e y depende das respectivas aberturas, a e b. O máximo da curva corresponde à antena de tipo corneta "ótima". Aberturas menores correspondem à corneta "longa" e aberturas maiores à corneta "curta" (Heald, 1965). As antenas Alpha TRG V861 são do tipo "ótimo". Para estas antenas, $G \cong 300$ (25 db). Obtém-se $\theta_{3db} \cong 10°$.

A antena receptora se comporta como um polarizador: capta, em cada instante, a projeção do campo elétrico no eixo do polarizador. Como o campo elétrico gira (rotação de Faraday), o ângulo pode ser determinado, em princípio, a partir das medições dos detectores com as antenas receptoras rodadas de 90° uma com relação à outra (Fig. 4-4):

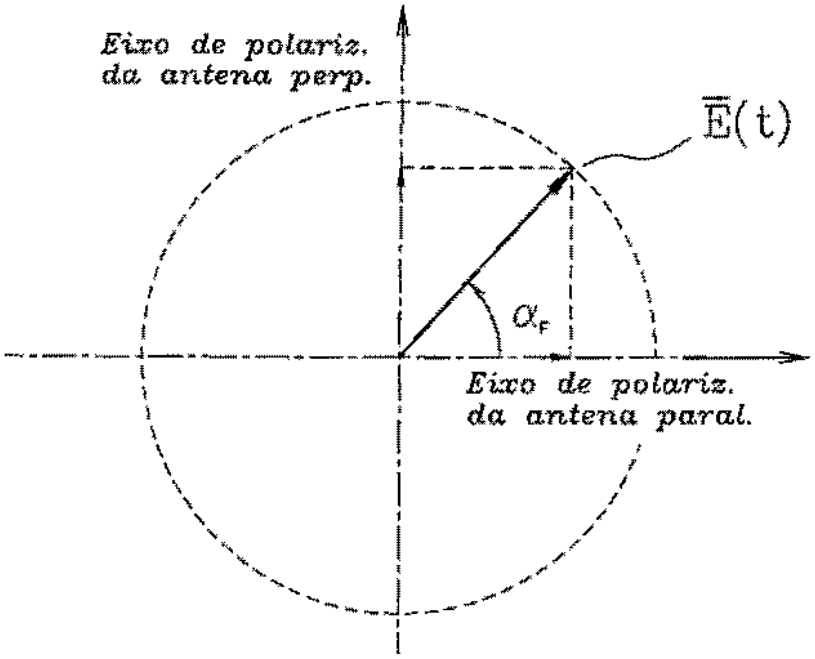


Fig. 4-4 Campo elétrico girante, $\overline{E}(t)$, e as suas projeções sobre os eixos de polarização das duas antenas.

$$V_1 = \frac{1}{2} k_d E_0^2 \cos^2 \alpha_F \,,$$
$$V_2 = \frac{1}{2} k_d E_0^2 sen^2 \alpha_F \qquad \text{e} \tag{4-6}$$
$$\alpha_F = \tan^{-1} \sqrt{\frac{V_2}{V_1}} \,,$$

onde E_0 é a amplitude do campo elétrico na posição do detector.

A grade de fios é transparente para a componente do campo elétrico perpendicular aos fios e reflete quase totalmente a componente paralela aos fios. Nos experimentos de rotação de Faraday não foi usada a grade de fios, porque havia apenas uma antena receptora e um detector disponíveis.

O ângulo de rotação de Faraday pode ser determinado também a partir de medições feitas com uma antena apenas. De (4-6) obtém-se

$$\alpha_F(t) = \cos^{-1}\left(\frac{2V_1(t)}{k_d E_0^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{ou} \qquad \alpha_F(t) = sen^{-1}\left(\frac{2V_2(t)}{k_d E_0^2}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{4-7}$$

O valor máximo no detector é $V_{max} = \frac{1}{2} k_d E_0^2$, e, portanto, α_F será dado por

$$\alpha_F(t) = \cos^{-1}\left(\frac{V_1(t)}{V_{max}}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{ou} \qquad \alpha_F(t) = sen^{-1}\left(\frac{V_2(t)}{V_{max}}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{4-8}$$

A desvantagem de medir α_F com um único detector é que variações de E_0 durante o pulso tokamak serão interpretadas erroneamente como variações de α_F (ver 4-7).

A antena receptora, o guia de onda e o detector foram montados sobre um suporte que permitia rodar facilmente o conjunto em torno do eixo geométrico da antena. As medições com a antena receptora na mesma polarização da emissora ou girada de 90° foram obtidas em disparos diferentes.

4.4.2 Polarímetro com as antenas dentro do vaso

Levando em conta os efeitos da refração, fica clara a conveniência de operar o polarímetro com as antenas bem próximas da coluna de plasma. Porém, as dimensões do pescoço da janela não permitiam colocá-las dentro do vaso. Para fazer isto, foram usadas duas antenas tipo corneta "longa", cujas dimensões são mostradas na Fig. 4-5. Os valores calculados de G e de θ_{3db} para esta antena são (Heald, 1965):

$$G \cong 180 \quad \text{e} \quad \theta_{3db} \cong 13°.$$

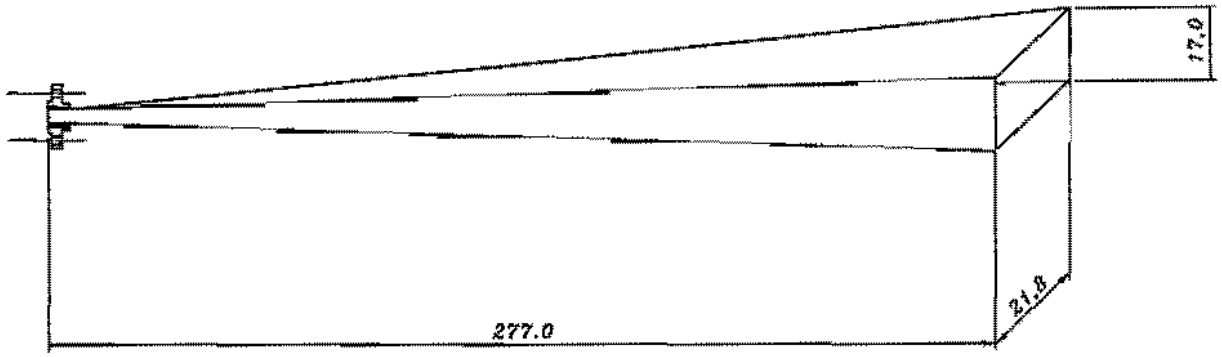


Fig. 4-5 Principais dimensões (em mm) das antenas do tipo "corneta longa" usadas na operação do polarímetro.

Foi construído um dispositivo para colocar as antenas dentro do vaso que permite girar a antena receptora sem interferir com o vácuo da câmara (Figs. 4-6 e 4-7). O alinhamento das antenas pode ser feito através de parafusos que controlam a inclinação horizontal e vertical. Dois visores de vidro no flange de suporte permitem verificar visualmente o posicionamento das antenas. O conjunto é mostrado na Fig. 4-8.

A vedação para vácuo no guia de onda foi feita com um disco de teflon colocado entre dois flanges do guia de onda. A espessura do disco é 1,7 mm; foi escolhida como múltiplo inteiro de $\lambda_m/2$, onde λ_m é o comprimento de onda no material[5], para minimizar a reflexão na interface.

No detector obtém-se facilmente um sinal de dezenas de mV, que é amplificado com o mesmo amplificador usado para o interferômetro, descrito na Seção anterior.

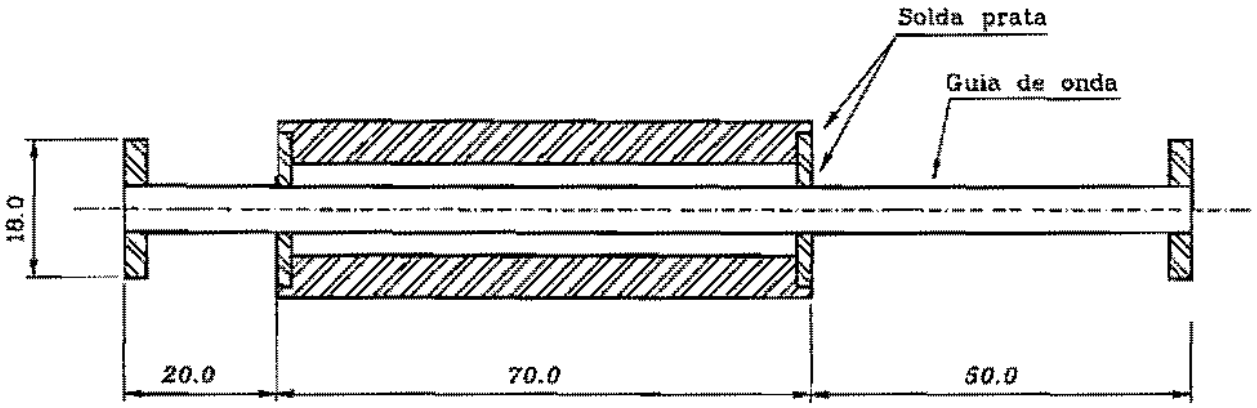


Fig. 4-6 O guia de onda que sustenta a antena está soldado a um cilindro de aço inoxidável, que permite o conjunto girar e deslocar-se axialmente com relação ao flange de suporte. As dimensões estão indicadas em mm.

[5] O índice de refração do teflon nessa freqüência é 1,4, aproximadamente.

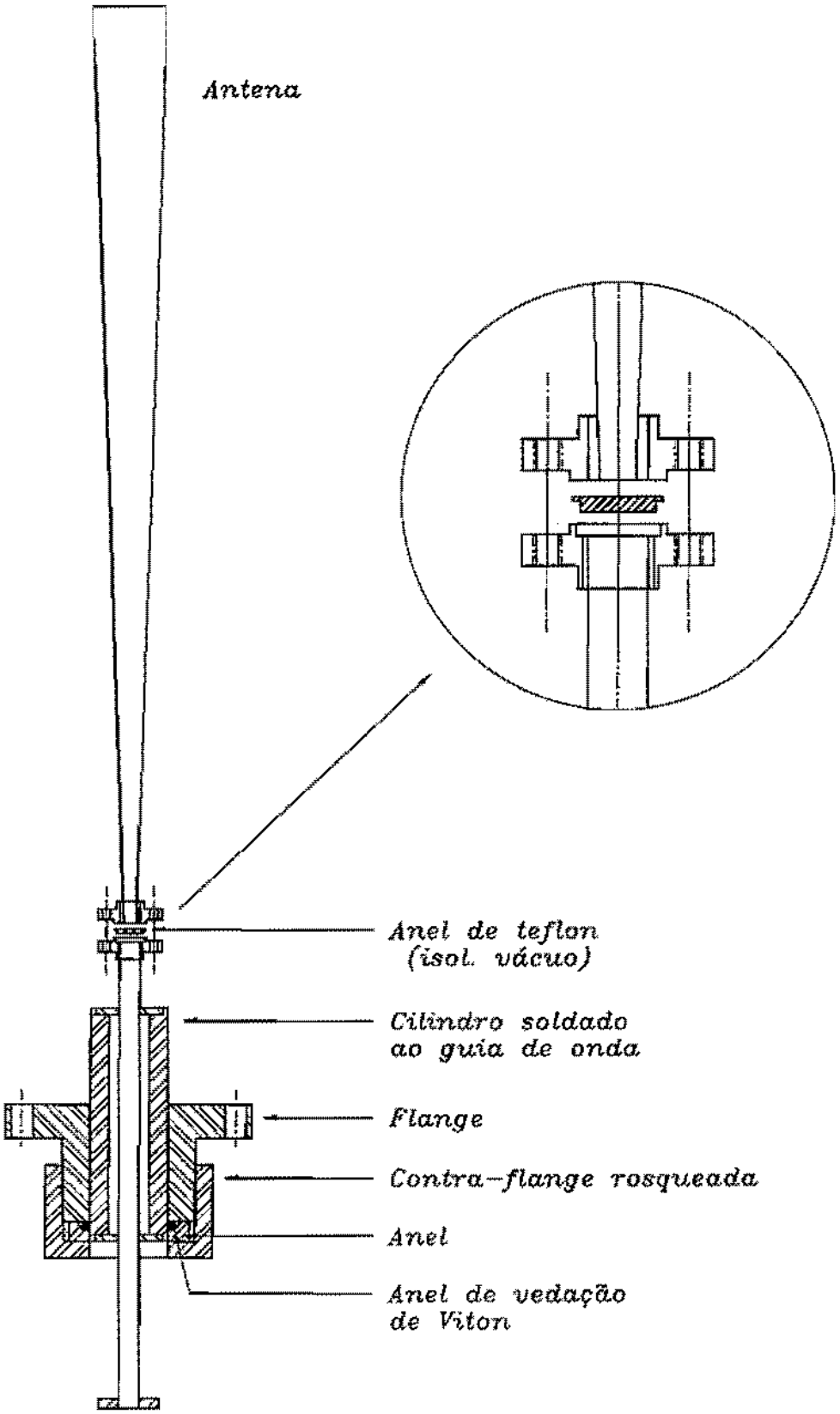


Fig. 4-7 Conjunto formado pela antena emissora, guia de onda, cilindro e flange de suporte, com vedação para vácuo. O dispositivo mecânico associado à antena receptora é praticamente idêntico.

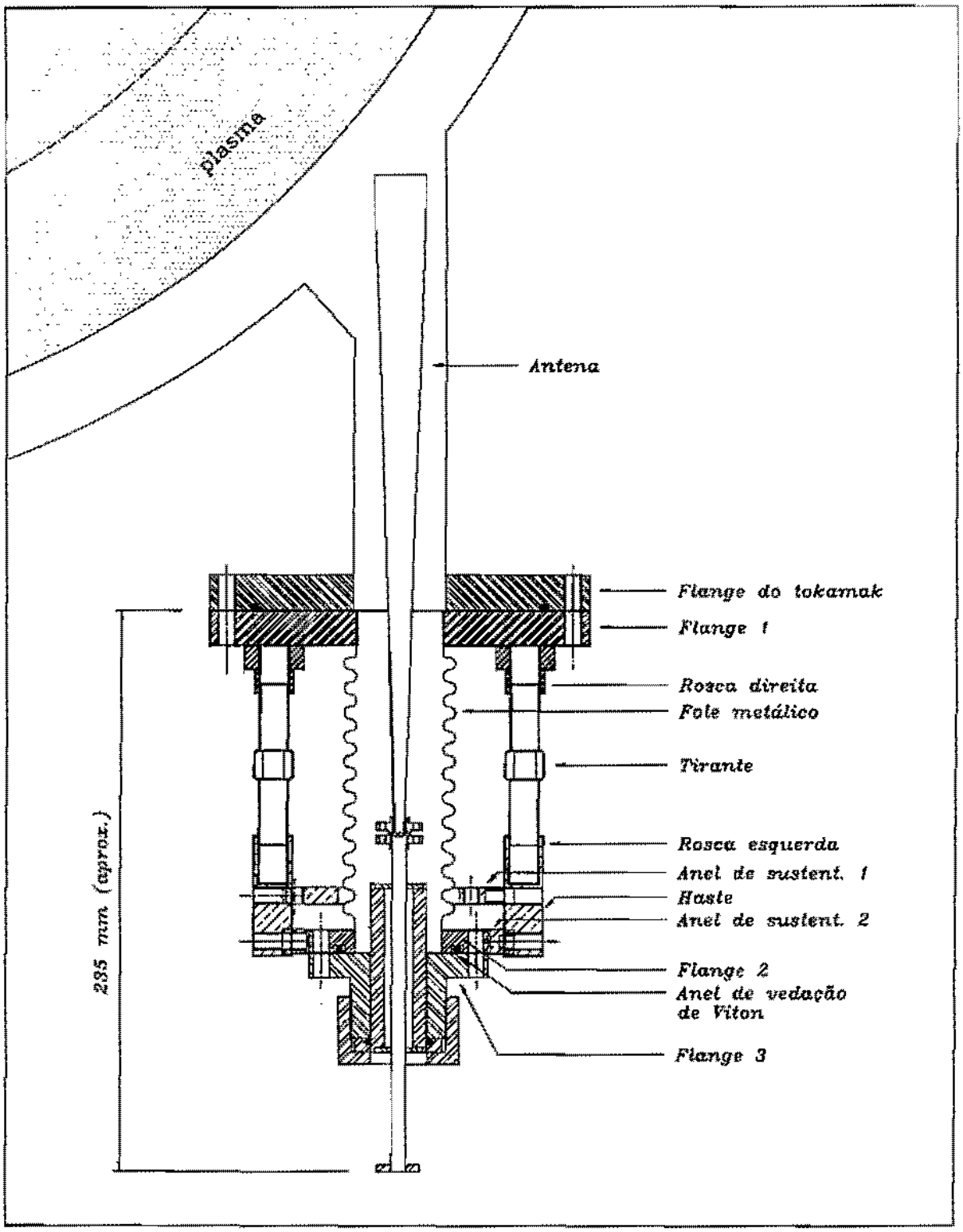


Fig. 4-8 Vista de conjunto do posicionador da antena de microondas. A posição axial pode ser regulada por meio dos tirantes, ou fazendo deslizar, com relação ao flange 3, o cilindro de aço solidário ao guia de onda. A inclinação da antena nas duas direções perpendiculares à direção axial pode ser controlada por meio de parafusos presos no anel de sustentação 1, que se apóiam no anel de sustentação 2 ou no flange 3. O fole metálico foi dimensionado foi dimensionado para absorver estes movimentos.

4.4.3 Sensibilidade do polarímetro

Para um perfil parabólico de densidade e $\omega >> \omega_p$ é válida a expressão (2-18). Os parâmetros do polarímetro e do tokamak necessários para calcular esta expressão são dados na Tabela 4-2:

Tabela 4-2 *Parâmetros para o cálculo aproximado da rotação de Faraday*

R_m = 0,30 m	λ_0 = 4,65 mm
R_0 = 0,31m	θ^* = 35,7° (0,62 rad)
a = 0,08 m	B_0 = 0,41 T

Substituindo estes valores em (2-18), obtém-se

$$\alpha_F\,(\text{graus}) = 3{,}61\cdot 10^{-11}\cdot n_{em}\,(\text{cm}^{-3})\ . \tag{4-9}$$

A variação de densidade correspondente a uma franja (α_F = 180°) e a um grau (α_F = 1°) são, respectivamente,

$$\frac{\Delta n_{em}}{franja} = 4{,}98\cdot 10^{12}\,cm^{-3} \quad \text{e}$$
$$\frac{\Delta n_{em}}{grau} = 2{,}77\cdot 10^{10}\,cm^{-3}\ . \tag{4-10}$$

Os sinais obtidos são digitalizados num sistema Camac, para posterior processamento (ver Seção 4.6).

4.5 Sistemas de diagnóstico auxiliares usados nos experimentos

Nas medições esperimentais, além dos sinais de interferometria ou polarimetria, foram usados dispositivos já instalados no tokamak para registrar outros sinais, relacionados com parâmetros importantes da máquina, que serão descritos a seguir de maneira sumária.

- **Corrente de plasma.** É medida com uma bobina de Rogowski colocada na parte externa da câmara de vácuo. O sinal é integrado e amplificado eletronicamente (Ueta, 1985). A corrente nas espiras toroidais também é medida com uma bobina de Rogowski.

- **Posição horizontal e vertical.** A posição da coluna de plasma é monitorada por dois pares de bobinas sensíveis à variação de fluxo decorrente dos movimentos da coluna. O sinal das bobinas é integrado e amplificado eletronicamente (Ueta, 1985).

- **Tensão de enlace.** A tensão de enlace corresponde à integral do campo elétrico induzido pelo transformador de aquecimento ôhmico ao longo de uma volta inteira do toróide. É medida diretamente com uma espira colocada sobre a câmara do tokamak (Simpson, 1978).

- **Emissão da linha α do Hidrogênio.** A amplitude deste sinal é proporcional à taxa de deexcitação do átomo de hidrogênio (transição do nível n = 3 para n = 2). A medição é feita usando um pequeno arranjo ótico, que inclui uma lente de focalização, um filtro de interferência de primeira ordem para selecionar a linha H_α, mais uma lente e um fotodiodo EGG HUV 1000B (Mendes, 1993).

- **Raios X "duros".** A detecção de raios X "duros" está ligada ao aparecimento de elétrons fugitivos ("runaway") de alta energia. Estes elétrons recebem energia continuamente do campo elétrico toroidal e perdem energia por colisão, especialmente com outros elétrons. Quando a densidade eletrônica diminui, a freqüência de colisão se torna menor e alguns elétrons passam a ser acelerados continuamente, atingindo energias muito elevadas. Portanto, o sinal de raios X cresce quando a densidade eletrônica se torna excessivamente baixa. A detecção é feita usando um cristal que emite luz ao ser atingido por raios X. A luz é captada por uma fotomultiplicadora.

4.6 Sistema de aquisição de dados

Foi usado um sistema Camac[6] (Fagundes, 1993) para digitalizar os dados de polarimetria e interferometria e os demais sinais experimentais relevantes (Fig. 4-9). Foi necessário apenas um módulo de 8 canais, modelo Lecroy 2264, com taxa de leitura de 200 kHz (Δt = 5 μs).

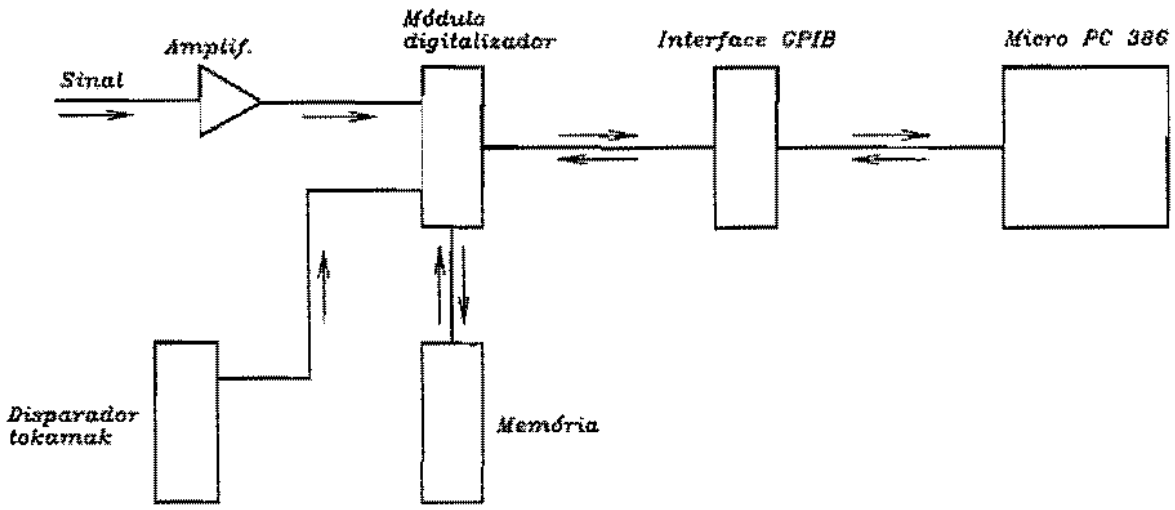


Fig. 4-9 Diagrama de blocos do sistema de aquisição de dados usado nas medições, mostrando apenas um dos sinais de entrada.

[6]O nome Camac é formado pelas iniciais de Computer Aided Measurement And Control.

Os sinais obtidos foram transferidos a um computador PC 386, através de uma interface GPIB IEEE-488. O tratamento de dados foi feito com programas escritos para o programa Matlab.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Resumo: São apresentados alguns resultados experimentais de polarimetria e interferometria obtidos no tokamak TBR-1.

5.1 Introdução

Foram realizadas medições com o polarímetro em duas configurações básicas: com as antenas fora do vaso e com as antenas dentro, próximas do plasma.

Com as antenas externas ao vaso os resultados não foram satisfatórios, devido à refração do feixe. O problema foi parcialmente resolvido posicionando novas antenas no interior do vaso, muito próximas do plasma. Neste caso, o efeito da refração sobre a potência que atinge a antena receptora é bem menor.

A maior parte das medições com o polarímetro foram feitas com o eixo de polarização da antena receptora perpendicular ao da antena emissora. A antena receptora podia ser girada sobre o seu próprio eixo geométrico, e assim foi possível obter dados com a antena nos dois estados de polarização durante a mesma sessão experimental, rodando a antena receptora no intervalo entre dois pulsos tokamak.

A rotação de Faraday esperada para um pulso tokamak típico ($n_{em} \sim 5\text{-}10 \cdot 10^{12}$ cm^{-3}) é maior que π, como foi mostrado na Seção 4.4.3. A antena receptora, que funciona como um polarizador, captará a projeção do vetor campo elétrico $\bar{E}$ na direção do eixo do polarizador. Este vetor gira num sentido conforme a densidade aumenta (rotação de Faraday) e no sentido oposto quando diminui, até alcançar a posição inicial prévia à formação do plasma. Assim, espera-se que o sinal no detector, em função do tempo, seja uma sucessão de máximos e mínimos com espaçamento irregular, conforme o valor da taxa de variação da densidade.

Os resultados obtidos com o polarímetro foram comparados com os dados tirados com o interferômetro de microondas. Os dois dispositivos foram usados em seqüência, no mesmo dia; assim, os dados obtidos devem corresponder a situações experimentais bastante próximas.

Neste Capítulo, são apresentados os resultados obtidos nos experimentos e os perfis temporais de densidade correspondentes[1].

[1] As figuras, por serem muito numerosas, foram agrupadas no fim do Capítulo.

5.2 Medições polarimétricas com as antenas fora do vaso

Foram realizados vários experimentos com as antenas do polarímetro fora do vaso, na tentativa de se observar o efeito de rotação de Faraday. Os resultados não foram satisfatórios devido, principalmente, à excessiva refração do feixe. Nesta Seção, são resumidas algumas das tentativas implementadas com esta configuração do polarímetro.

5.2.1 Despolarização do feixe de microondas por reflexão na câmara

Antes de realizar medições de polarimetria com plasma, foi medido o efeito de despolarização do feixe, que ocorre pelo fato de a onda sofrer parcialmente reflexão nas paredes do vaso. A montagem experimental é esquematizada na Fig. 5-1.

Se as antenas emissora e receptora estiverem com a polarização alinhada para ondas com o campo elétrico $\vec{E}$ na direção x (Fig. 5-1) e houver um polarizador de grade de fios cujo eixo forme um ângulo γ com o eixo x, o campo elétrico transmitido será

$$E_{pol} = E\cos\gamma \ . \tag{5-1}$$

A antena receptora é sensível à componente E_x, que é dada por

$$\begin{aligned} E_x &= E_{pol}\cos\gamma = E\cos^2\gamma \\ E_x^2 &= E^2\cos^4\gamma \ . \end{aligned} \quad \text{ou} \tag{5-2}$$

Como o sinal no detector é proporcional a E_x^2, espera-se uma dependência com γ dada por (5-2). Os dados obtidos ao variar γ concordam bem com esta previsão (Fig. 5-2). Conclui-se, portanto, que a despolarização do feixe por reflexão na câmara, na ausência do plasma, é desprezível. Também foram feitas medições sem grade de fio, rodando a antena receptora sobre o seu próprio eixo. O sinal varia com $\cos^2\gamma$, conforme esperado.

5.2.2 Plasma em modo tokamak

a. Antena receptora na polarização perpendicular

O aparecimento de algum sinal nesta polarização durante o disparo tokamak só pode ser devido à rotação de Faraday. Isto é, somente se o plano de polarização da onda girar é que haverá uma componente não nula na direção do eixo de polarização da antena receptora. Sem plasma, quando a antena receptora está na posição perpendicular, o sinal no detector deve ser nulo.

Na Fig. 5-3 são mostrados os sinais mais importantes obtidos num disparo tokamak com o polarímetro nesta configuração. Na fase de pré-ionização o detector do polarímetro registra um sinal, que acompanha as oscilações da corrente de plasma: a densidade aumenta e diminui

durante os ciclos do oscilador. Quando é disparado o transformador de aquecimento ôhmico e se forma a corrente de plasma, a densidade aumenta e o feixe se desvia por refração; a potência que atinge a antena receptora é muito pequena, e o sinal fica próximo do zero. Somente na parte final do pulso, quando a densidade do plasma diminui, o sinal volta a aumentar. A informação correspondente à parte central do pulso é totalmente perdida, por causa da refração do feixe.

b. Antena receptora na polarização paralela

Antes do disparo tokamak o sinal no detector é máximo. Ao ser criado o plasma, o plano de polarização deve rodar, fazendo com que o sinal passe por máximos e mínimos.

O que se observa na prática é que na fase de pré-ionização o sinal oscila rapidamente, acompanhando os ciclos do oscilador; quando começa a descarga de plasma principal, o sinal cai a um valor próximo de zero e só volta a aumentar na parte final do pulso, quando a densidade diminui (Fig. 5-4).

As medições feitas com as antenas emissora e receptora na mesma polarização (polarização paralela) não são conclusivas quanto ao aparecimento do efeito de rotação de Faraday: a variação temporal do sinal detectado pode ser devida tanto à rotação de Faraday quanto a variações de amplitude ligadas à klystron, à absorção no plasma e, principalmente, à refração do feixe.

Também foram feitas medições de rotação de Faraday em plasmas contínuos gerados no tokamak por outros procedimentos: ressonância ciclotrônica de elétrons (ECR) e descarga entre um eletrodo e a parede da câmara (glow discharge).

5.2.3 Plasma gerado por ressonância ciclotrônica de elétrons (ECR)

O plasma é produzido no tokamak pela interação entre os elétrons que giram ao redor das linhas do campo magnético toroidal e um feixe de microondas injetado na câmara, cuja freqüência é igual à freqüência ciclotrônica dos elétrons. O campo magnético é gerado por uma corrente contínua de aproximadamente 1.000 A nas espiras toroidais. O feixe de microondas, de 2,45 GHz e 800 W de potência, aproximadamente, é produzido por uma magnetron e acoplado ao plasma por meio de um guia de onda de seção retangular, usando uma das janelas radiais do tokamak.

Obtém-se um plasma em regime contínuo cuja densidade máxima no centro, medida com sonda eletrostática anteriormente (Elizondo, 1989), é da ordem de $3 \cdot 10^{10}$ cm^{-3}, com um campo magnético toroidal de 0,9 kG. Nestas condições (2-18) dá $\alpha_F < 1°$. O sistema de detecção não é sensível a variações tão pequenas. Com a antena na polarização paralela observam-se alguns sinais de pequena amplitude, mas que aparentemente não podem ser correlacionados com rotação de Faraday.

5.2.4 Plasma em "glow discharge"

O plasma é formado em regime contínuo, através da descarga elétrica entre um eletrodo de aço inoxidável, colocado dentro da câmara do tokamak, e a parede do vaso. Ao mesmo tempo, é criado um campo magnético toroidal de 0,2 kG, passando corrente nas espiras toroidais. Para pressões de hidrogênio da ordem de 1 mbar a descarga começa para uma tensão de 400 V, aproximadamente. A densidade eletrônica do plasma não foi medida, mas costuma estar na faixa 10^8-10^9 cm^{-3} para este tipo de descarga. Com estes valores, a rotação de Faraday esperada é muito pequena, $\alpha_F << 1°$. Experimentalmente, não foi observada nenhuma variação no sinal de microondas ao ser gerado o plasma.

5.3 Medições polarimétricas com as antenas dentro do vaso

Os resultados obtidos nos experimentos descritos na Seção 5.2 mostram que medições passíveis de interpretação só poderiam ser feitas com as antenas dentro do vaso, colocadas o mais próximo possível da borda do plasma para reduzir o efeito da refração sobre o sinal medido. O arranjo experimental utilizado está descrito no Capítulo 4. A seguir, são apresentados os principais resultados obtidos.

5.3.1 Plasmas gerados pelo oscilador de pré-ionização

A pré-ionização do gás num disparo tokamak convencional é obtida pelo campo elétrico induzido pela bobina de aquecimento ôhmico, ligada a um oscilador de potência. O plasma gerado pelo oscilador tem densidade mais baixa, correspondente ao início de um pulso tokamak normal. Supondo-se que em cada ciclo do oscilador a densidade aumente e diminua sem que os valores máximos correspondam a mais do que metade de uma franja ($\alpha_F < 90°$), espera-se que, reduzindo o campo magnético toroidal, diminua o valor de α_F em cada ciclo e, portanto, a altura do sinal (ver Eq. 2-18).

Foi feita uma série de disparos para testar esta hipótese. Apenas o campo magnético toroidal e o oscilador foram acionados; os bancos de capacitores correspondentes aos outros campos magnéticos não foram disparados. Nas Figs. 5-5, 5-6 e 5-7 estão registrados os principais sinais obtidos em disparos típicos, para diferentes valores do campo magnético toroidal. O sinal do polarímetro, operando na configuração de antena receptora perpendicular[2], foi filtrado usando uma sub-rotina que simula um filtro passa-baixa Butterworth (Horowitz, 1980) de ordem 14 e freqüência de corte 20 kHz, implementado através do programa Matlab.

Na Fig. 5-8 estão reunidos os valores máximos do sinal do polarímetro (filtrado) em cada pulso tokamak em função da corrente nas espiras toroidais. Conforme (2-18), a rotação de

[2] No que segue, a nomenclatura *"antena perpendicular"*, *"polarímetro perpendicular"*, ou *"polarímetro em polarização perpendicular"*, é utilizada para indicar a antena receptora alinhada de forma a detectar somente a polarização perpendicular à da onda irradiada pela antena emissora.

Faraday deve ser proporcional à densidade e ao campo magnético toroidal. Admitindo que a evolução da densidade seja aproximadamente a mesma em todos os pulsos registrados, o efeito de rotação de Faraday deverá ser proporcional ao campo magnético toroidal e, portanto, deverá ser proporcional à corrente nas espiras toroidais. Os resultados da Fig. 5-8 são compatíveis com esta hipótese.

5.3.2 Resultados obtidos em modo tokamak

As condições de operação do tokamak foram cuidadosamente fixadas, visando melhorar a reprodutibilidade das medições. As pressões parciais dos principais gases presentes na atmosfera do vaso, antes de começar o processo de limpeza por descarga, foram medidas em várias sessões experimentais; valores típicos, obtidos com um analisador de gás residual de tipo quadrupolar Balzers QMG 064, estão listados na Tabela 5-1.

Tabela 5-1 *Pressão parcial dos gases na câmara de vácuo antes da limpeza*

Pressão total (medidor Ion-gauge):	$2{,}1 \cdot 10^{-6}$ mbar
Pressão total (analisador de gás residual):	$2{,}3 \cdot 10^{-6}$ mbar
Pressão parcial do hidrogênio, $\mathbf{H_2}$:	$6{,}4 \cdot 10^{-7}$ mbar
Pressão parcial da água, $\mathbf{H_2O}$:	$3{,}5 \cdot 10^{-6}$ mbar
Pressão parcial do oxigênio, $\mathbf{O_2}$:	$4{,}7 \cdot 10^{-8}$ mbar
Pressão parcial do nitrogênio e do monóxido de carbono, $\mathbf{N_2 + CO}$:	$3{,}0 \cdot 10^{-7}$ mbar

A limpeza por descarga foi realizada durante algumas horas, até a pressão parcial da água, medida pelo analisador de gás residual, cair a $5\text{-}6 \cdot 10^{-6}$ mbar[3]. Quando terminou o condicionamento da câmara, a pressão parcial dos vários contaminantes diminuiu, como era de se esperar. O valor dos parâmetros escolhidos para o processo de limpeza é mostrado na Tabela 5-2.

Tabela 5-2 *Parâmetros da limpeza por descarga*

Pressão de Hidrogênio:	$4\text{-}6 \cdot 10^{-4}$ mbar (equiv. N_2)
Duração do pulso:	50 ms
Ciclo de trabalho:	10 % (2 pulsos por segundo)
Freqüência do oscilador:	8 kHz
Campo magnético toroidal:	120 Gauss

[3] No início da limpeza a pressão da água aumenta duas órdens de grandeza, devido à formação de moléculas de água a partir do oxigênio presente na superfície da parede. A diminuição da pressão parcial da água durante a limpeza reflete a diminuição da concentração de oxigênio nas paredes.

O campo magnético espúrio produzido pelas espiras toroidais era relativamente alto. Para facilitar a pré-ionização do gás, foram introduzidos um campo magnético radial e um outro vertical constantes. O campo vertical era gerado por uma corrente constante de aproximadamente 50 A, passando nas espiras de campo vertical. Para o campo radial foram colocadas espiras nas extremidades da bobina de aquecimento ôhmico; a corrente necessária para criar o campo radial de equilíbio era de 60 A, aproximadamente. Os demais parâmetros relevantes dos disparos tokamak estão contidos na Tabela 5-3.

Tabela 5-3 *Parâmetros de disparo dos bancos de capacitores*

	Capacitância (mF)	Tensão (Volts)[4]	Disparador (μs)[5]
Toroidal rápido	1	4.160	0000
Toroidal lento	360	290	1200
Ôhmico rápido	1,25	1.090	6001
Ôhmico lento	37,5	363	6001
Vertical rápido	5	268	5901
Vertical lento	120	239	5901
Oscilador	-	6.000	4731

Ao todo foram registrados quase 150 pulsos tokamak, nesta configuração. A reprodutibilidade dos pulsos, devido às condições da máquina, não era muito boa.

a. Antena receptora em polarização perpendicular

Os melhores resultados foram obtidos nesta configuração. O fato de o eixo de polarização da antena receptora estar girado de 90° com relação ao da antena emissora garante que qualquer sinal registrado durante o disparo tokamak esteja relacionado com rotação de Faraday, com exceção, naturalmente, das oscilações de pequena amplitude ligadas a ruído e de outros efeitos secundários, como a despolarização do feixe por reflexão na câmara de vácuo.

Na Fig. 5-9 são mostrados os sinais correspondentes a um pulso tokamak em que o filamento de pré-ionização foi desligado: todos os bancos de capacitores foram disparados, mas não foi formado plasma. O efeito sobre o sinal do polarímetro é mínimo. Fazendo um disparo tokamak normal com a klystron do polarímetro desligada, foi registrado um sinal, de freqüência bem definida (40-50 kHz), no detector do polarímetro. Aparentemente é um ruído induzido no sistema eletrônico de detecção, mas que não está relacionado com o sinal de microondas, já que persiste inclusive quando o guia de onda do detector é interrompido (Fig. 5-10).

[4] Medida no momento do disparo. Os valores foram ligeiramente modificados ao longo das medições para melhorar as condições da descarga.

[5] Valores escolhidos nos temporizadores digitais dos disparadores.

Nas Figs. 5-11, 5-12 e 5-13 são mostrados os sinais correspondentes a três disparos tokamak. A corrente de plasma começa a partir de um máximo da corrente de plasma gerada pelo oscilador. Nas Figs. 5-14 e 5-15 a corrente de plasma começa em outro ponto. Em todos os casos aqui mostrados a pressão de hidrogênio se manteve na faixa de $8\text{-}11\cdot10^{-5}$ mbar. Nas condições em que a máquina operava, era difícil obter plasma para pressões mais baixas, e em todo caso a forma e duração da corrente de plasma e dos outros parâmetros do disparo mudavam bastante ao variar a pressão, dificultando a comparação entre resultados obtidos para pressões diferentes.

b. Antena receptora em polarização paralela

A antena receptora foi rodada 90° sobre o seu próprio eixo geométrico para operar na configuração de polarização paralela à da antena emissora. O ruído induzido pelo disparo dos bancos de capacitores sobre o detector do polarímetro foi registrado na Fig. 5-16. Percebe-se que a influência é bastante pequena. Desligando a fonte de microondas e fazendo um disparo tokamak convencional obtém-se um sinal parecido com o que foi registrado na Fig. 5-10. Nas Figs. 5-17 e 5-18 são mostrados dois disparos com o polarímetro operando na configuração paralela.

5.4 Interferometria de microondas

Foram realizadas medições com o interferômetro de microondas, na configuração mostrada na Figura 3-1b, para comparar os resultados com as medições feitas por polarimetria. As amplitudes nos dois ramos do interferômetro, na entrada do anel híbrido, foram ajustadas para serem aproximadamente iguais. Desta forma o mínimo do sinal do interferômetro é aproximadamente zero (ver Eq. 3-17).

Em disparos sem hidrogênio, para verificar o efeito dos campos sobre o sinal medido, observa-se uma influência bastante pequena (Fig. 5-19).

Nas Figs. 5-20 e 5-21 foram registrados dois disparos tokamak em que a corrente de plasma começa a partir do máximo da corrente induzida pelo oscilador. Na Fig. 5-22 é mostrado o caso em que a corrente de plasma começa em outro ponto. Em todos estes casos, a diferença de fase inicial do feixe de referência foi ajustada para que o sinal de interferência, antes da geração do plasma, fosse aproximadamente zero ($\Delta\phi_r$ é múltiplo inteiro de 2π, ver Eq. 3-17). Na Fig. 5-23 foram registrados os sinais obtidos ajustando a fase para que a tensão no detector do interferômetro fosse máxima no início do pulso.

Com freqüência são observados, a partir de t = 6 ms, alguns picos de tensão bastante rápidos no sinal do detector do interferômetro (ver Figs. 5-20 e 5-22) que aparentemente não estão correlacionados com o sinal de microondas. Na operação do polarímetro também foi registrado este tipo de picos. Provavelmente são devidos a algum problema eletrônico intermitente no amplificador utilizado. A análise dos sinais foi feita depois de eliminar esses picos por meio de filtros.

A atenuação do feixe de microondas que atinge a antena receptora, devida à refração no plasma, foi diretamente medida usando o esquema básico do interferômetro da Fig. 3-1b, mas eliminando o ramo de referência e o anel híbrido. O detector, colocado no fim do guia de onda que entrava no anel híbrido, registrou durante o disparo tokamak o sinal mostrado na Fig. 5-24. A variação de E_{p0} durante a descarga distorce a interpretação dos resultados das medições de interferometria (ver Eqs. 3-19 e 3-20) e pode explicar por que às vezes o sinal não atinge os valores máximos e mínimos ao longo da descarga. Verificou-se também a existência de uma modulação na tensão da fonte de alimentação da klystron, cuja freqüência é a da rede, 60 Hz, e que produz uma variação periódica da potência emitida pela klystron. A amplitude da modulação de potência é, normalmente, menor que 15 % da potência contínua.

5.5 Resultados obtidos a partir das medições

5.5.1 Programas de análise dos sinais do polarímetro e do interferômetro

Foi desenvolvido o programa *rf.m*, escrito em *Matlab*[6], para obter a densidade a partir dos dados do polarímetro operando na polarização perpendicular. Os processos de filtragem, subtração de ruído e da deriva do amplificador, etc, são feitos pelo programa a partir dos dados digitalizados. O sinal é inicialmente filtrado usando um filtro Butterworth de ordem 8 e freqüência de corte 10 kHz. A deriva eletrônica do sinal (off-set) e o ruído induzido pelo disparo dos bancos são eliminados subtraindo-se o sinal registrado em um pulso sem plasma (com o filamento de pré-ionização desligado). A seguir, as amplitudes dos máximos, distorcidas pela refração, são equalizadas, e igualmente os mínimos. O ângulo de rotação de Faraday, α_F, é obtido a partir de (4-8), e a densidade eletrônica é calculada por meio de (4-9). Na Fig. 5-25 é mostrado o sinal do polarímetro antes e depois do processo de filtragem e de equalização dos máximos e mínimos.

A ambigüidade sobre o sentido de rotação de α_F, nos pontos de máximo e mínimo, foi resolvida com relativa facilidade[7], levando-se em consideração que nestes disparos, em que não há injeção pulsada de gás durante a descarga, a evolução da densidade deve ser basicamente monotônica na fase de aumento e na fase de decréscimo, até anular-se no fim da descarga. É feita também a hipótese de $\alpha_F < 90°$, na transição entre o fim da pré-ionização e o início da corrente de plasma. Os dados obtidos com o interferômetro avalizam a validade desta hipótese.

A dedução da evolução da densidade a partir dos dados do interferômetro é feita pelo programa *interf.m*, quase idêntico a *rf.m*. A densidade é obtida a partir de (4-2) e (4-3).

[6] O *Matlab* é um programa distribuído comercialmente pela Math Works Inc.

[7] Em alguns disparos é difícil resolver a ambigüidade na fase de pré-ionização.

5.5.2 Perfis de densidade obtidos

Nas Figs. 5-26 a 5-30 são mostrados os perfis temporais de densidade eletrônica correspondentes às medições do polarímetro registradas nas Figs. 5-11 a 5-15. As três primeiras correspondem a pulsos em que a corrente de plasma começa no topo da corrente gerada pelo oscilador; em duas delas a densidade apenas cai na transição da pré-ionização ao começo da corrente de plasma. As Figs. 5-29 e 5-30 mostram uma forte queda da densidade no fim da pré-ionização; neste caso a corrente de plasma começa quando a corrente gerada pelo oscilador está diminuindo. Em ambos os casos a densidade máxima registrada é da ordem de $5\text{-}6 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} no centro da coluna (supondo um perfil parabólico de densidade dado por (2-14), com $l = 1$). A densidade eletrônica nestes disparos cai, de forma bastante abrupta, a partir de 6 ms, aproximadamente (4 ms, nas duas últimas figuras). No resto do pulso a densidade é muito baixa e a descarga é provavelmente dominada por elétrons "fugitivos" de alta energia; esta hipótese é reforçada pelo aumento na emissão de raios X de alta energia registrado nas figuras correspondentes. Em alguns disparos (Figs. 5-26 e 5-28), a queda abrupta da densidade a partir de um certo instante pode estar relacionada com mini-disrupções, de acordo com os sinais de tensão de enlace (Vloop) registrados.

A evolução da densidade obtida a partir dos dados do interferômetro está mostrada nas Figs. 5-31 a 5-33, correspondentes aos disparos mostrados nas Figs. 5-20 a 5-22. Na última figura a corrente de plasma começa quando a corrente gerada pelo oscilador está diminuindo. Observa-se que, neste caso, a densidade cai a um valor baixo na transição entre o fim da pré-ionização e o início da corrente de plasma.

Os valores máximos de densidade obtidos por interferometria e por polarimetria são similares. A forma do perfil temporal obtido por interferometria é mais suave, indicando uma variação mais lenta da densidade, em relação ao perfil dado pela rotação de Faraday. Esta discrepância pode ser entendida tendo em conta a refração do feixe nas medições feitas com o polarímetro. A refração causa uma diminuição do sinal recebido, principalmente quando a densidade é alta. O programa *rf.m*, que calcula $\alpha_F(t)$ a partir do sinal no detector por meio de (4-8), corrige o sinal equalizando os máximos e os mínimos, deformando assim o sinal original.

FIGURAS

A maior parte das figuras apresentadas a seguir corresponde aos sinais obtidos por meio dos sistemas de medição, que foram armazenados no sistema de aquisição de dados. Para compreender melhor o significado de cada gráfico, é conveniente fazer alguns esclarecimentos:

- $\mathbf{I_p}$: É o sinal da corrente de plasma, que é medida por uma bobina de Rogowski seguida de um amplificador e um integrador ativo. A deriva do circuito eletrônico e o ruído foram corrigidos subtraindo-se o sinal correspondente a um disparo do tokamak sem plasma. O sinal mostrado nas figuras é o sinal corrigido.
- **Polar.** ou **Interf.**: É o sinal do detector de microondas do polarímetro ou do interferômetro, que passa por um amplificador e por um filtro passa-baixa de 100 kHz de freqüência de corte.
- **H-alfa**: O sinal da emissão H_α não é filtrado, mas apenas amplificado.
- **Raio X**: O sinal da fotomultiplicadora passa por um integrador, antes de ser armazenado.
- $\mathbf{V_{loop}}$: É a tensão de enlace, medida por uma espira colocada sobre o vaso.
- $\mathbf{P_{hor}}$ e $\mathbf{P_{vert}}$: As bobinas de Rogowski, que registram as posições horizontal e vertical da coluna de plasma, são sensíveis ao produto da corrente de plasma pelo deslocamento; por isso, no gráfico, as unidades são cm·kA. A posição zero corresponde ao centro da seção da câmara. Os erros de alinhamento das bobinas sensoras e outras fontes de erro nas medições são compensados subtraindo-se o sinal obtido ao disparar o tokamak sem plasma (retirando o gás da câmara). O sinal mostrado na figura é o sinal corrigido.
- $\mathbf{I_{tor}}$: A corrente nas espiras toroidais é medida por uma bobina de Rogowski ligada a um integrador e a um amplificador. O valor do campo toroidal no centro do vaso é dado, em função da corrente nas espiras toroidais, por (2-19), com $N_{esp} = 116$: $B_{tor}(R_m) = 7{,}7 \cdot 10^{-5}\, I_{tor}$.

Cada sinal passa por um amplificador antes de ser armazenado no Camac. A função do amplificador é dupla: fazer o casamento de impedância com a impedância de entrada dos módulos Lecroy 2264 (50 Ω) e adequar a amplitude do sinal à faixa dinâmica dos digitalizadores (512 mV).

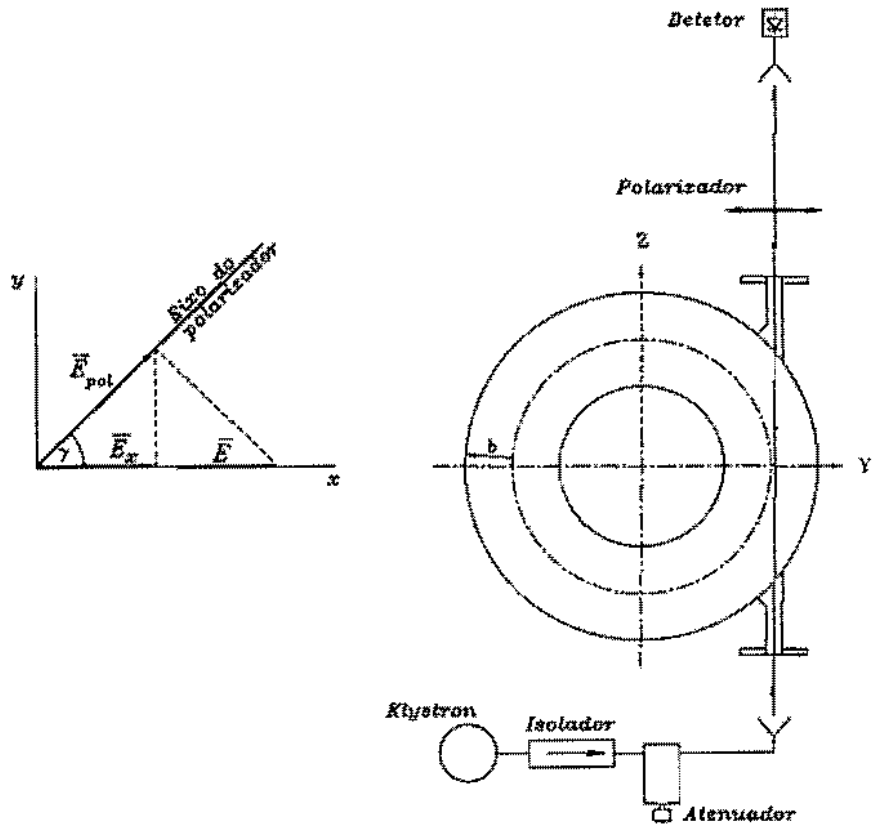


Fig. 5-1 Montagem experimental utilizada para verificar a despolarização do feixe por reflexão na câmara. O eixo de rotação da grade de fio é paralelo à direção de propagação do feixe.

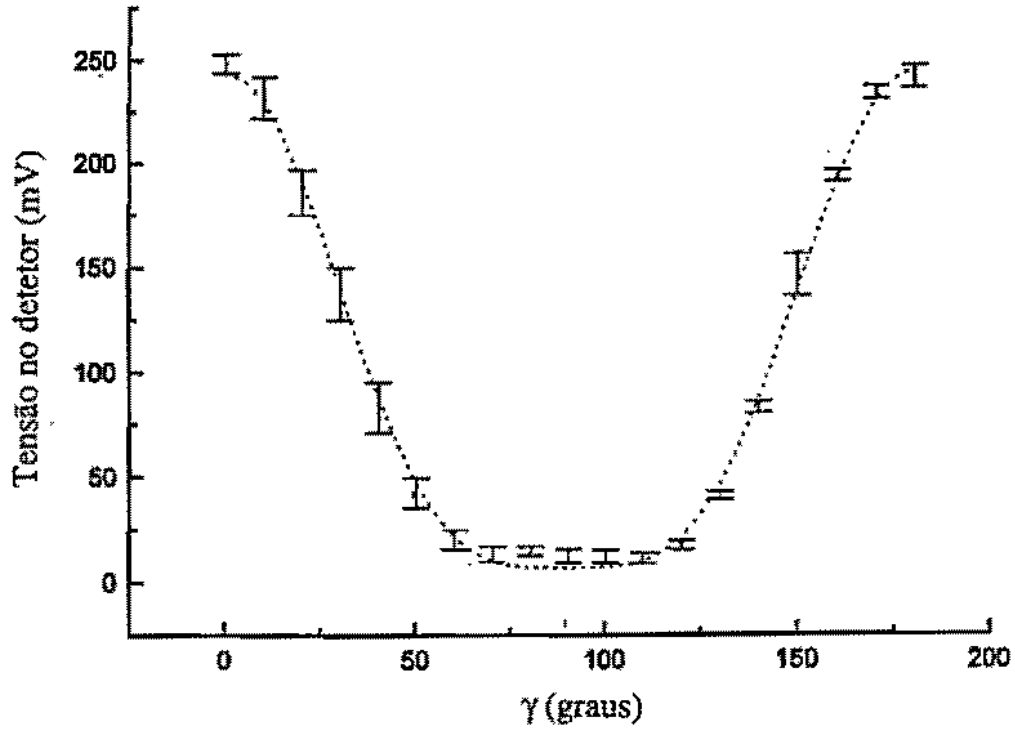


Fig. 5-2 Variação no sinal do detector com o ângulo de rotação da grade de fio (γ). A linha pontilhada corresponde ao ajuste da função $V(\gamma) = V_0 \cos^4(\gamma)$.

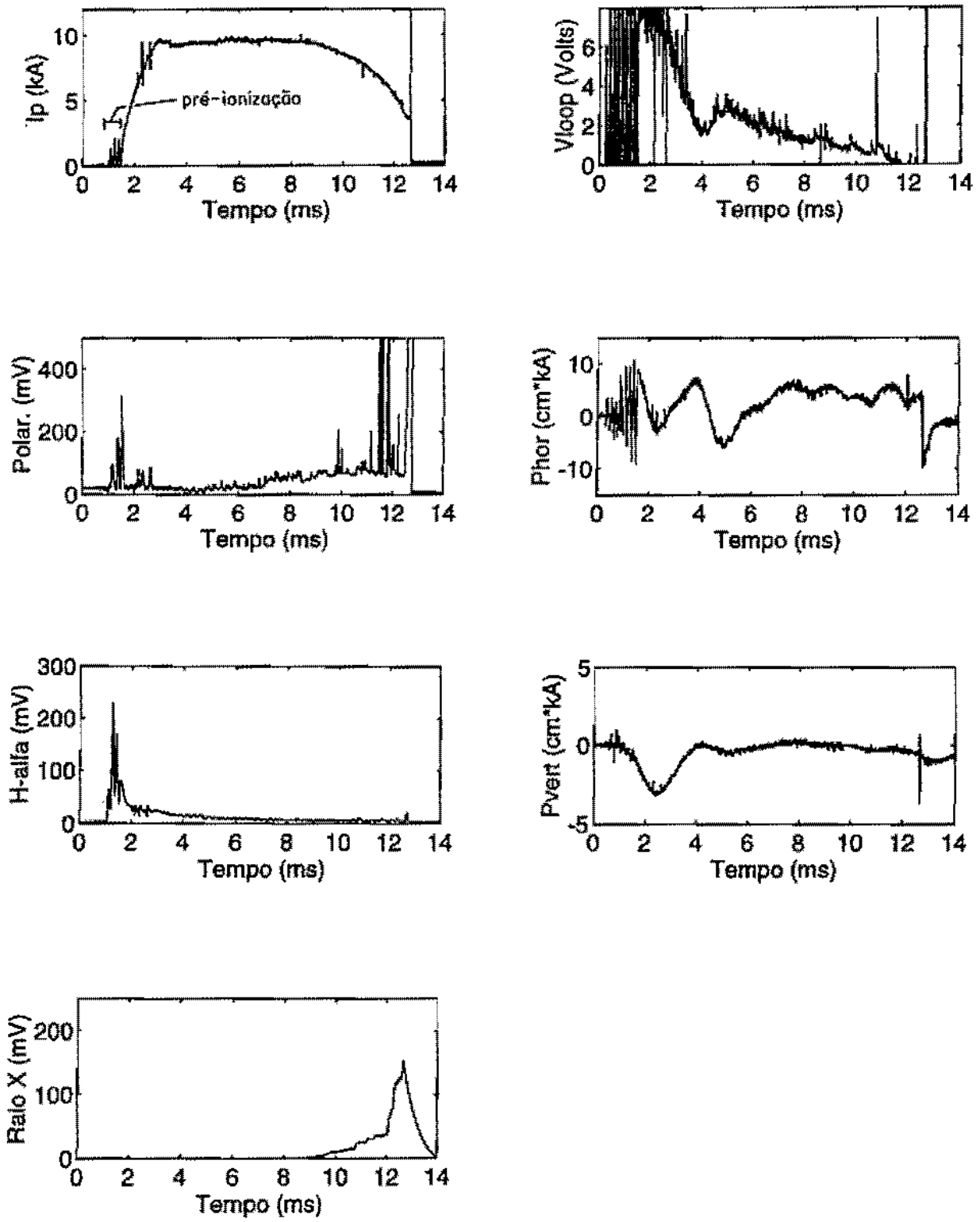


Fig. 5-3 Sinais correspondentes ao disparo f704. O polarímetro operava na polarização perpendicular. A pressão de hidrogênio na câmara era $P_{H_2} = 9 \cdot 10^{-5}$ *mbar.*

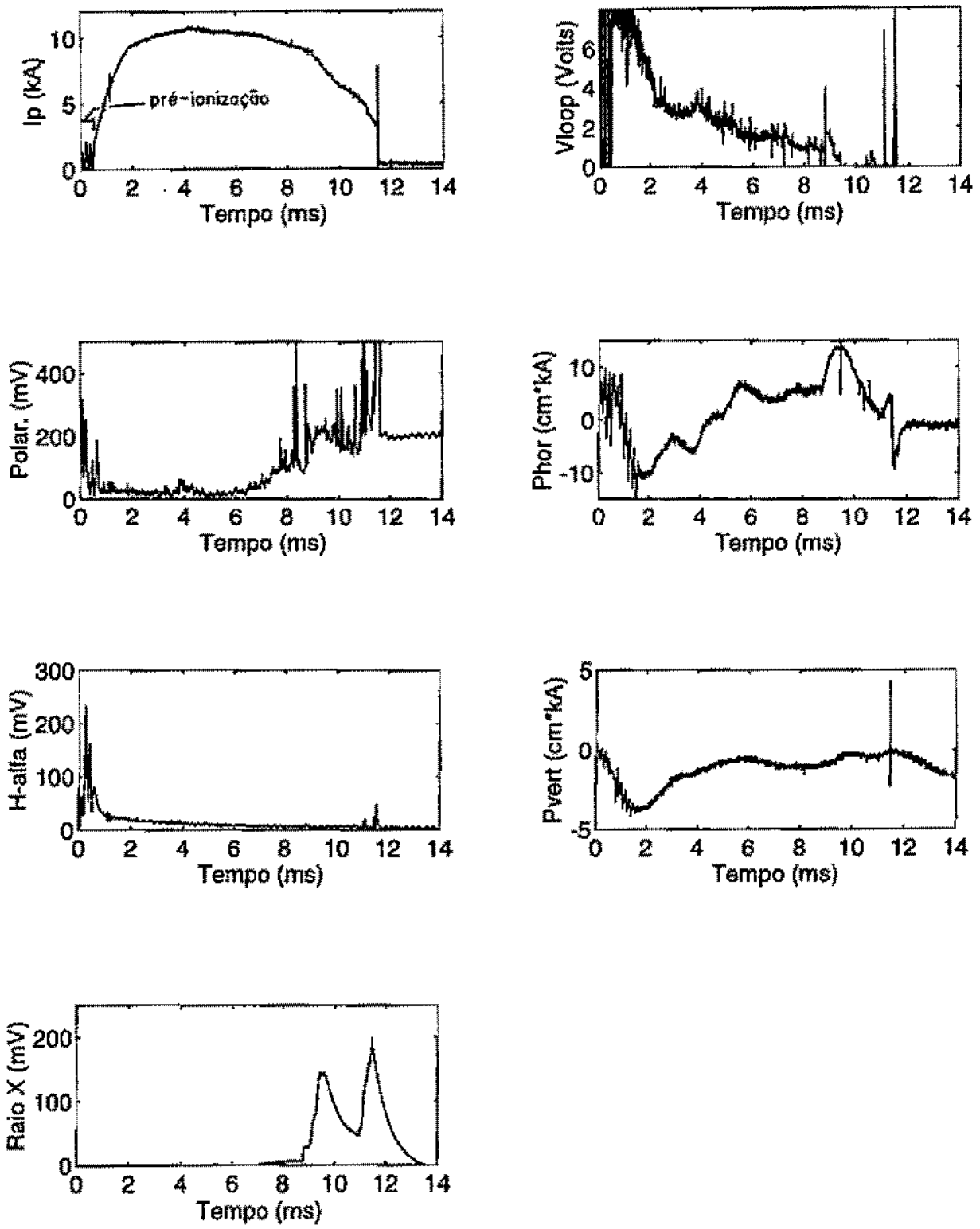


Fig. 5-4 Sinais correspondentes ao disparo j701. O polarímetro operava na polarização paralela. A pressão de hidrogênio na câmara era $P_{H_2} = 9 \cdot 10^{-5}$ *mbar.*

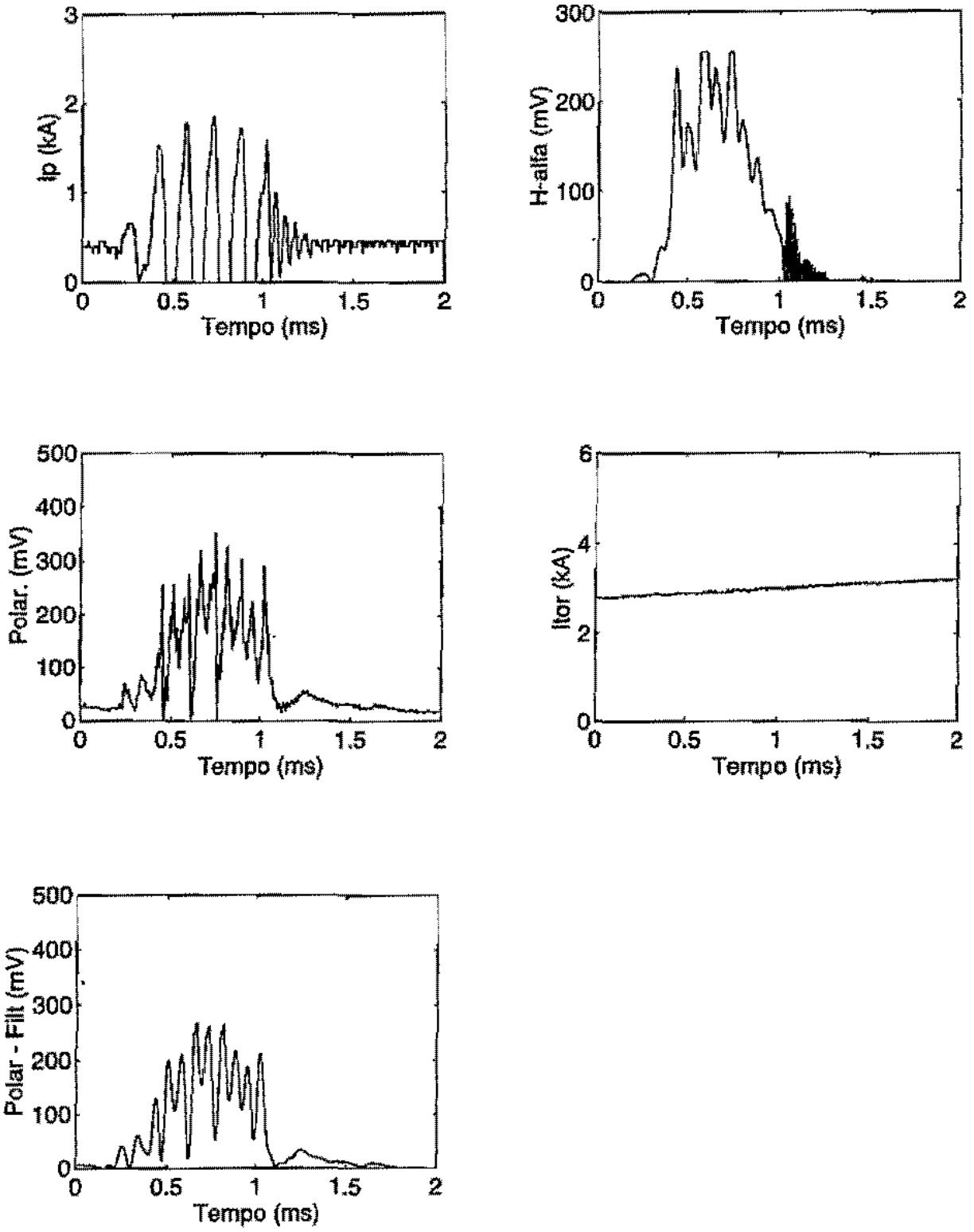


Fig. 5-5 Sinais obtidos num disparo com apenas pré-ionização (produzida pelo oscilador de potência) e campo magnético toroidal. O último gráfico corresponde ao sinal do polarímetro, em polarização perpendicular, depois de passar por um filtro passa-baixa, com freqüência de corte de 20 KHz. Os outros parâmetros relevantes do disparo são: $P_{H_2} = 1 \cdot 10^{-4}$ *mbar,* i_{tor} *(máx) = 3,22 kA e* $V_{polarímetro}$ *(máx) = 286 mV.*

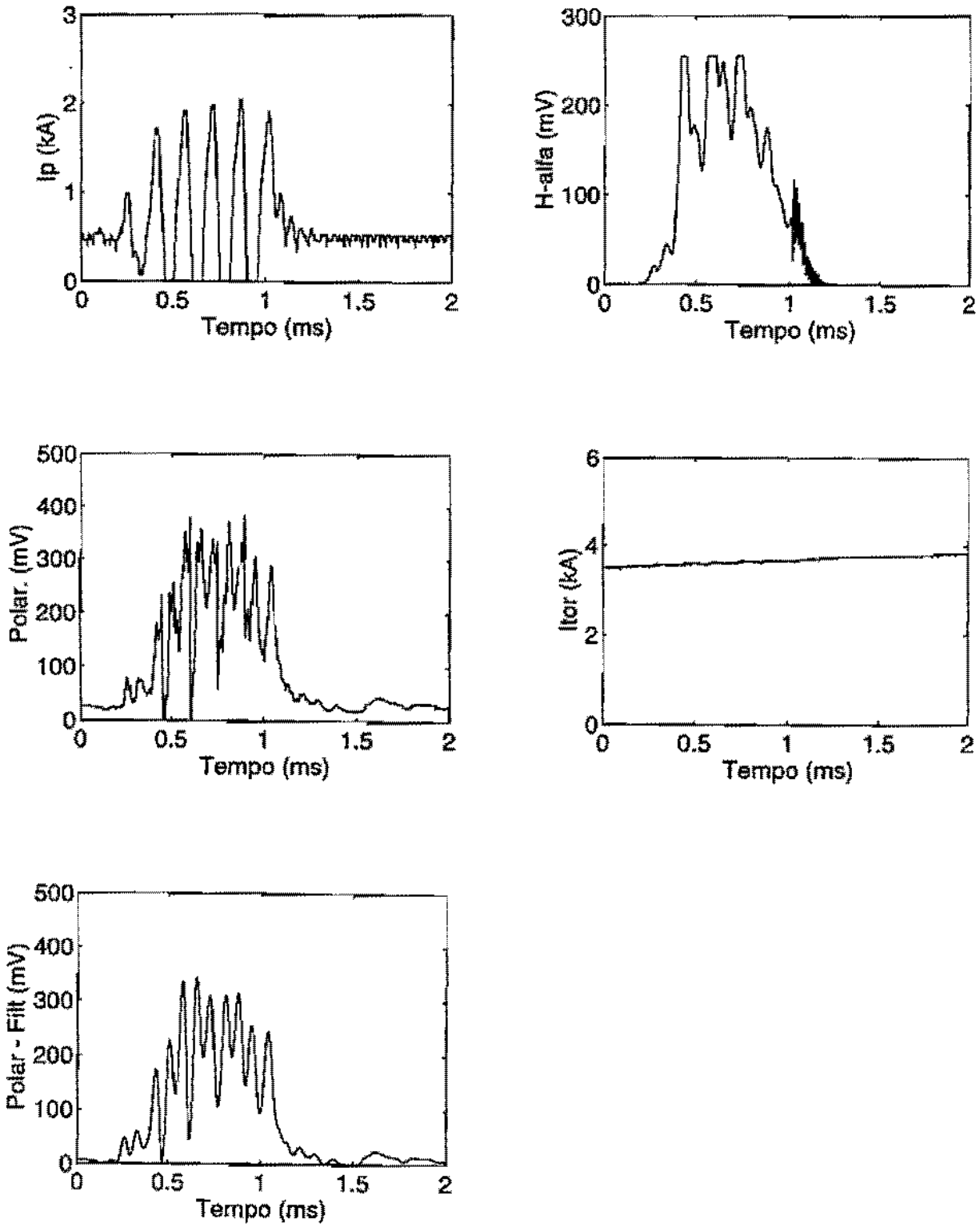


Fig. 5-6 Sinais obtidos num disparo com apenas pré-ionização e campo magnético toroidal. O último gráfico corresponde ao sinal do polarímetro (em polarização perpendicular), depois de passar por um filtro passa-baixa, com freqüência de corte de 20 KHz. Os outros parâmetros relevantes do disparo são:

$$P_{H_2} = 1 \cdot 10^{-4}\ mbar, \quad i_{tor}\ (máx) = 3{,}85\ kA \quad e \quad V_{polarímetro}\ (máx) = 361\ mV.$$

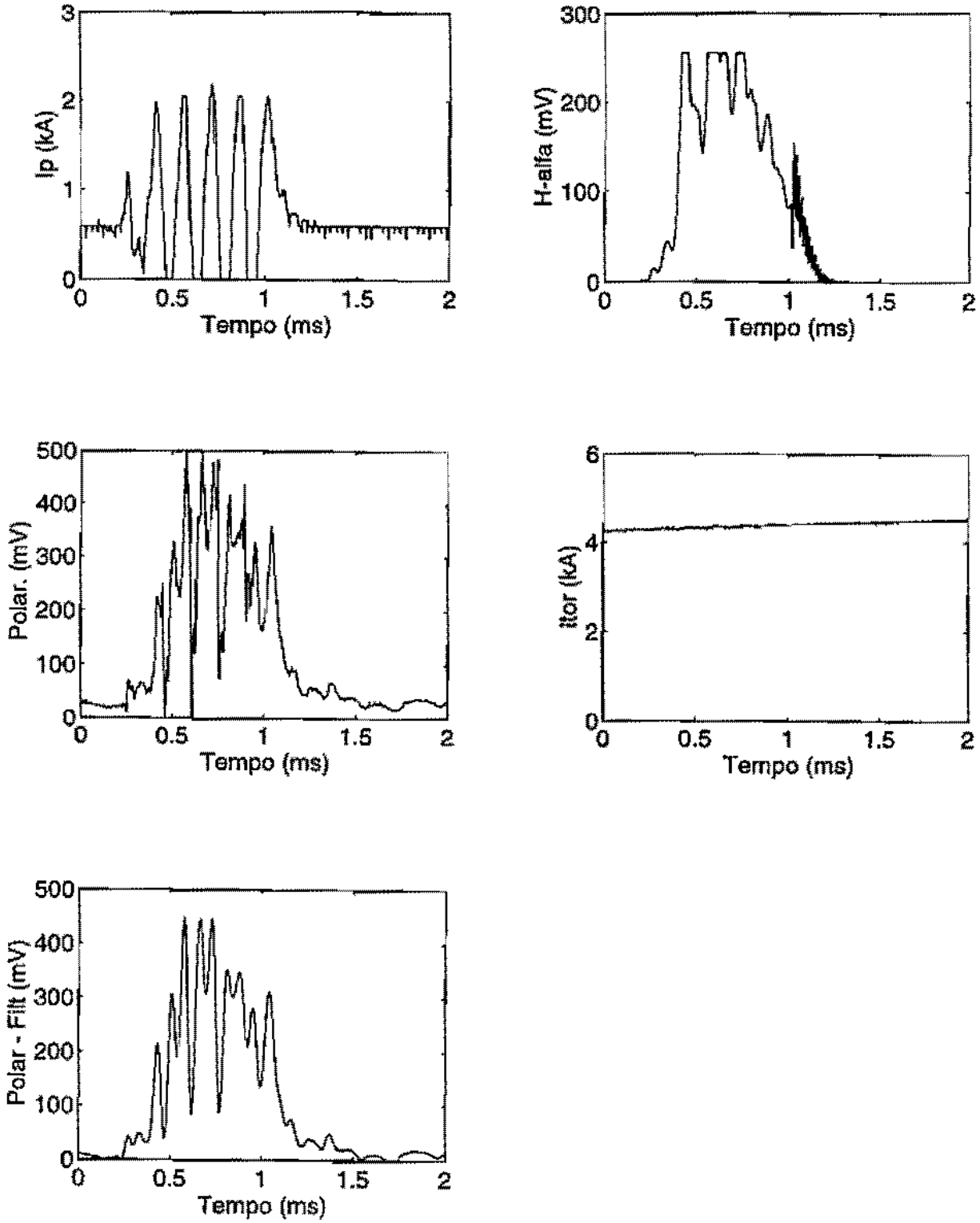


Fig. 5-7 Sinais obtidos num disparo com apenas pré-ionização e campo magnético toroidal. O último gráfico corresponde ao sinal do polarímetro (em polarização perpendicular), depois de passar por um filtro passa-baixa, com freqüência de corte de 20 KHz. Os outros parâmetros relevantes do disparo são:

$$P_{H_2} = 1 \cdot 10^{-4}\ mbar, \quad i_{tor}\,(máx) = 4{,}53\ kA \quad e \quad V_{polarímetro}\,(máx) = 467\ mV.$$

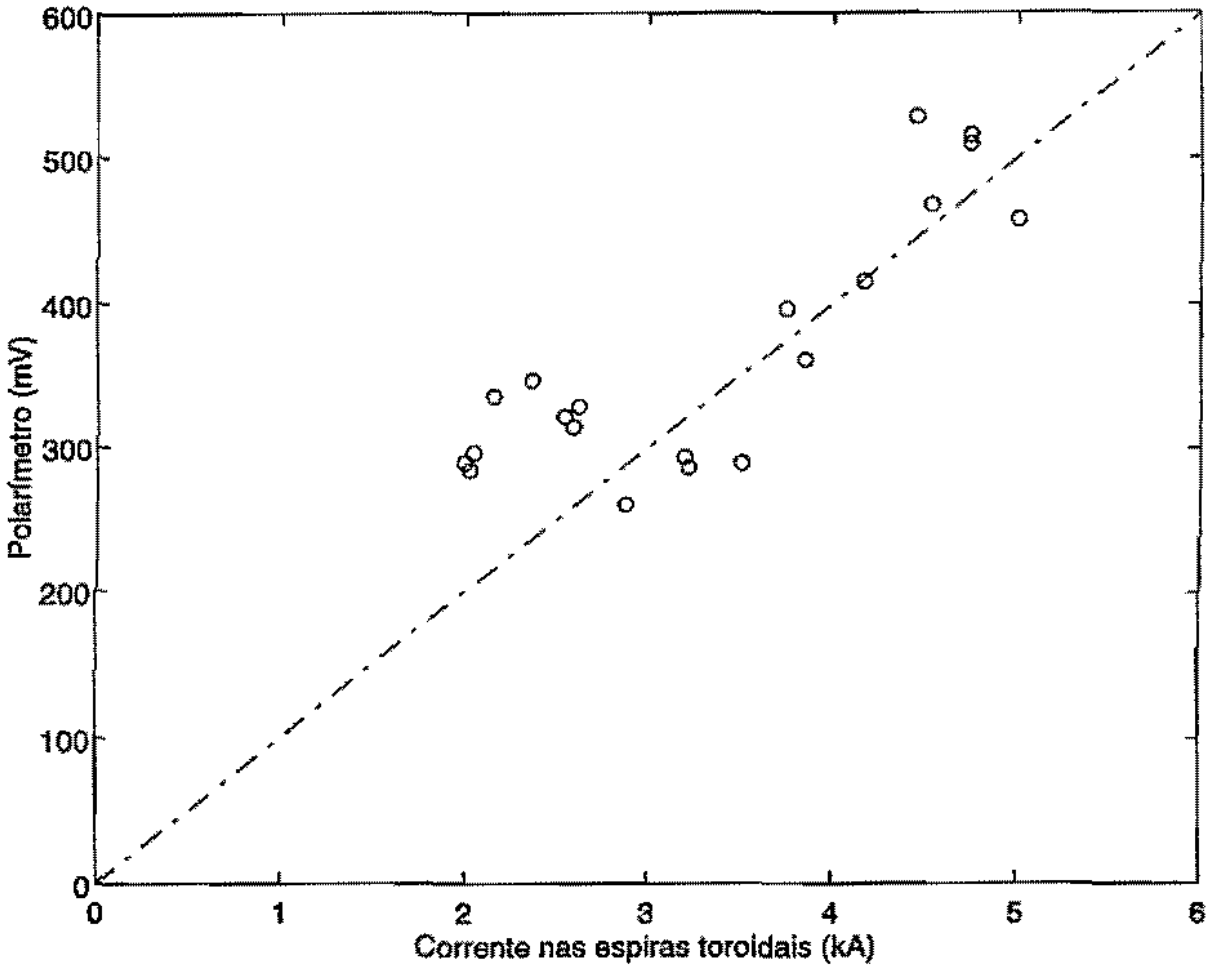


Fig. 5-8 Sinal do polarímetro (máximo), na fase de pré-ionização, para várias correntes nas espiras toroidais. O polarímetro estava sendo operado na polarização perpendicular. A reta tracejada foi colocada apenas para visualizar melhor a distribuição dos dados. A pressão de trabalho era $P_{H_2} = 1 \cdot 10^{-4}$ *mbar.*

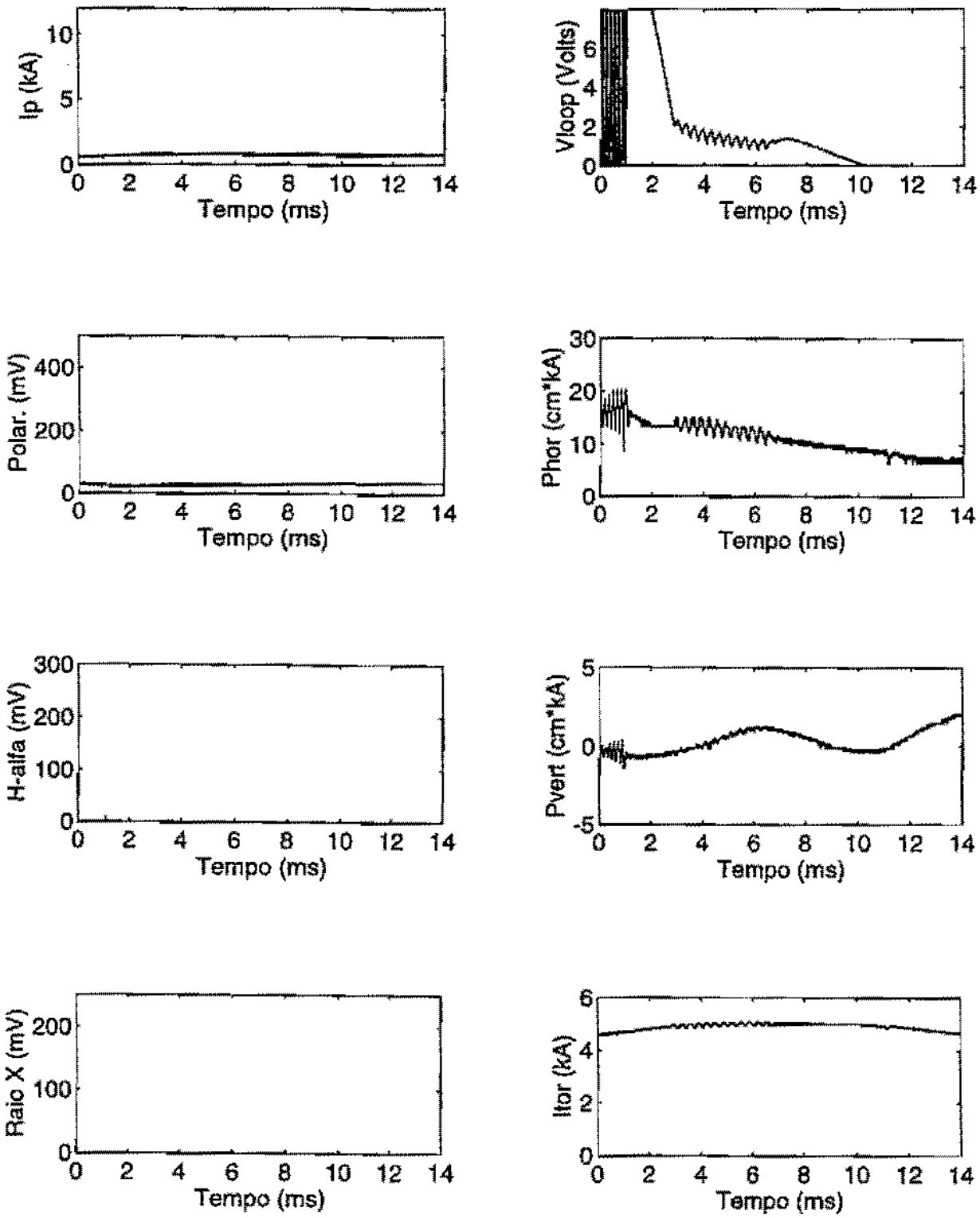


Fig. 5-9 Pulso "zero" (sem plasma) para verificar o ruído induzido pelo disparo dos bancos de capacitores sobre os diversos sistemas de medição. O polarímetro estava sendo operado na polarização perpendicular. Os amplificadores de H_α e Raios X tinham uma pequena deriva negativa e por isso os sinais correspondentes não foram registrados.

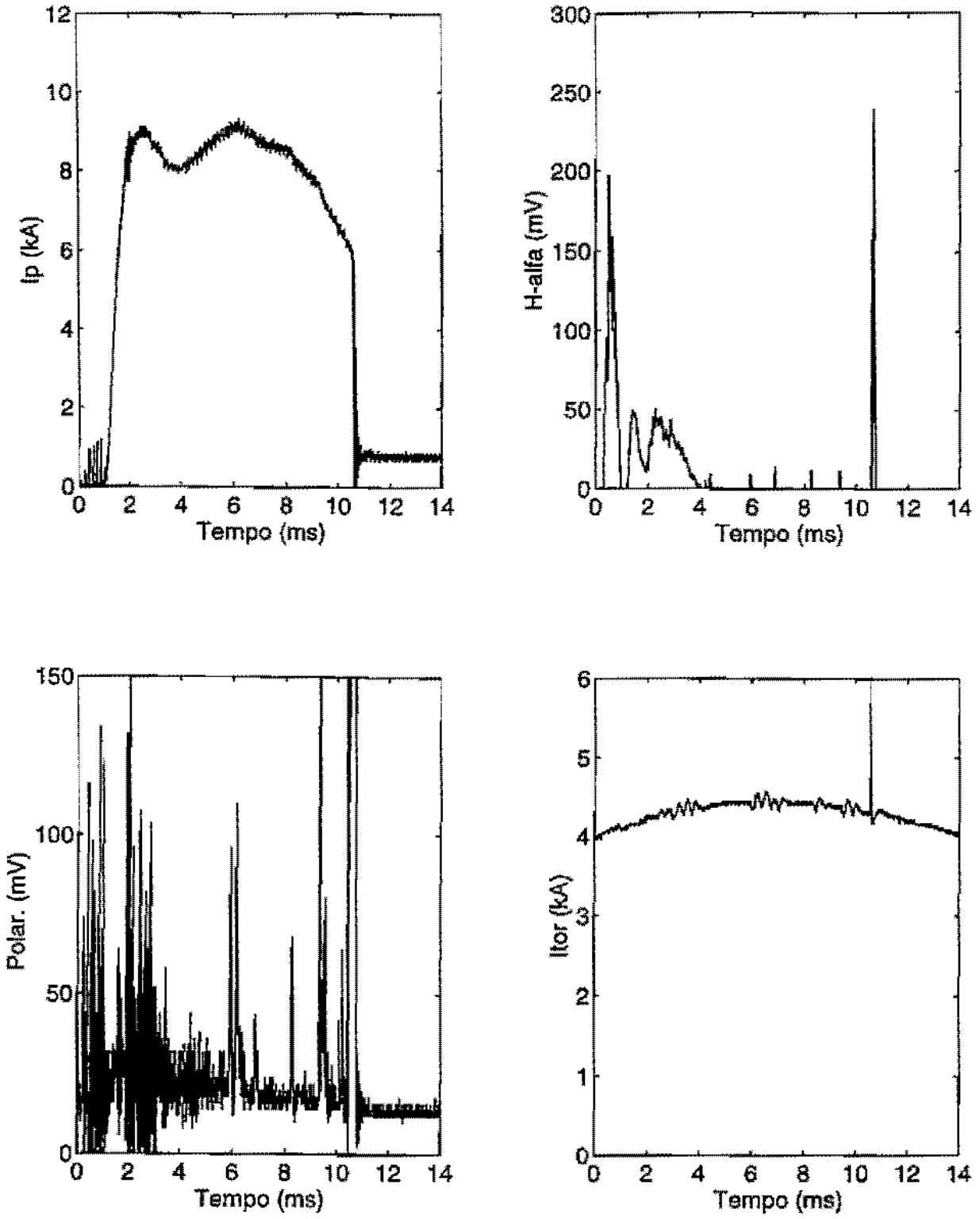


Fig. 5-10 Principais sinais obtidos num pulso tokamak com a fonte do polarímetro desligada e o guia de microondas do receptor interrompido. O amplificador do sinal de H_α estava com uma deriva negativa relativamente grande.

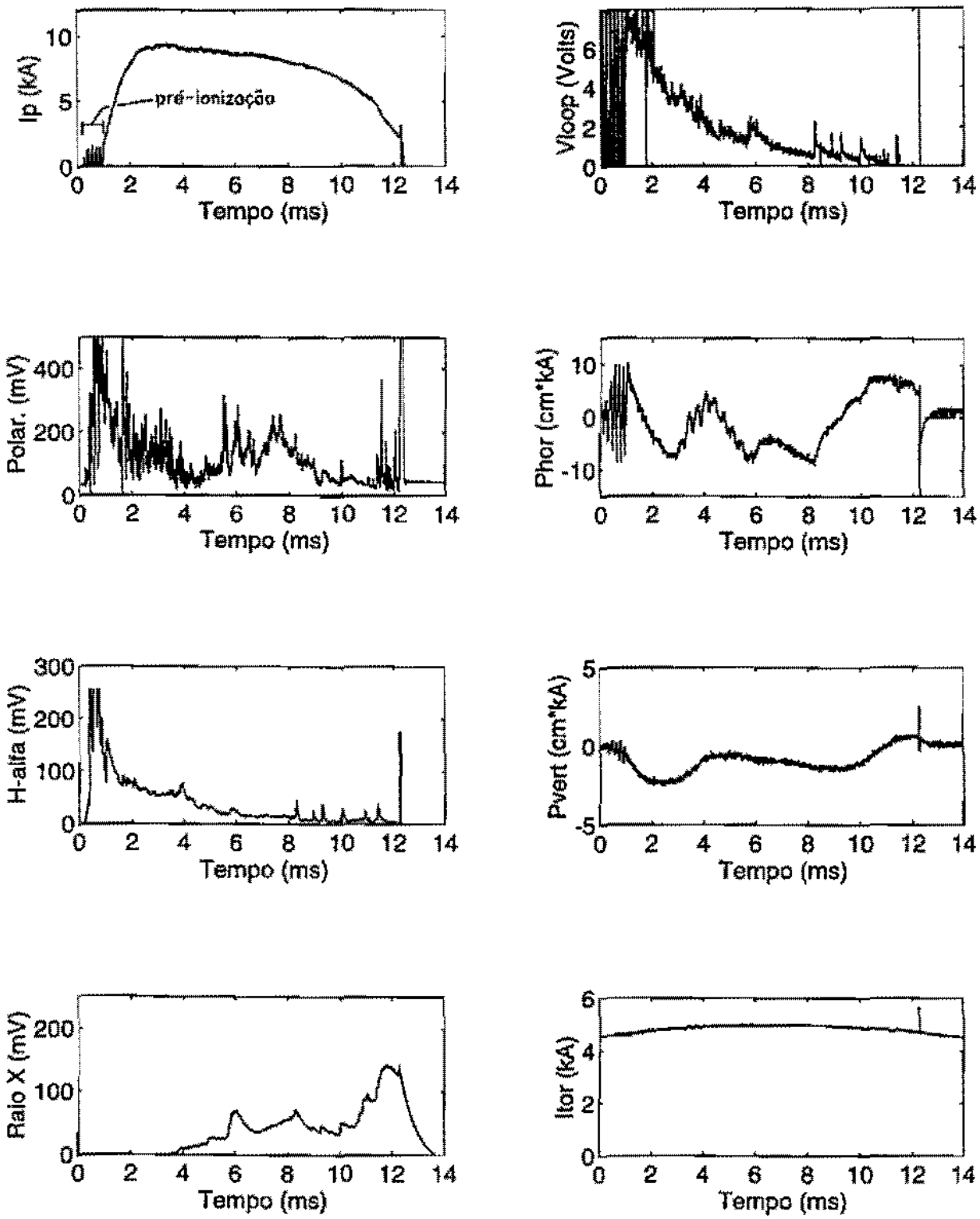


Fig. 5-11 Sinais correspondentes ao disparo o509. O polarímetro operava na polarização perpendicular. A pressão de hidrogênio era $P_{H_2} = 1{,}0 \cdot 10^{-4}$ *mbar.*

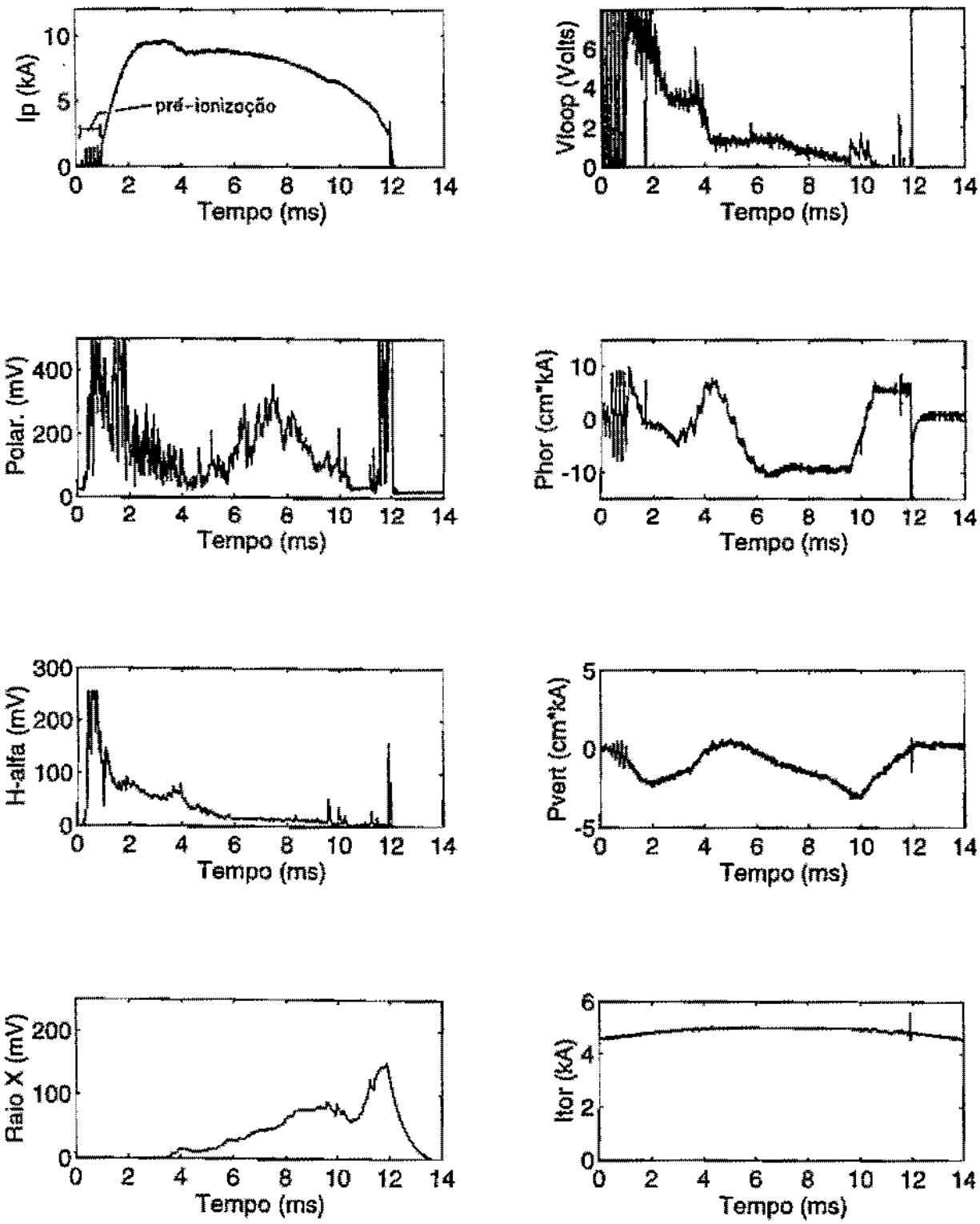


Fig. 5-12 Sinais correspondentes ao disparo o512. O polarímetro operava na polarização perpendicular. A pressão de hidrogênio era $P_{H_2} = 1{,}0 \cdot 10^{-4}$ *mbar.*

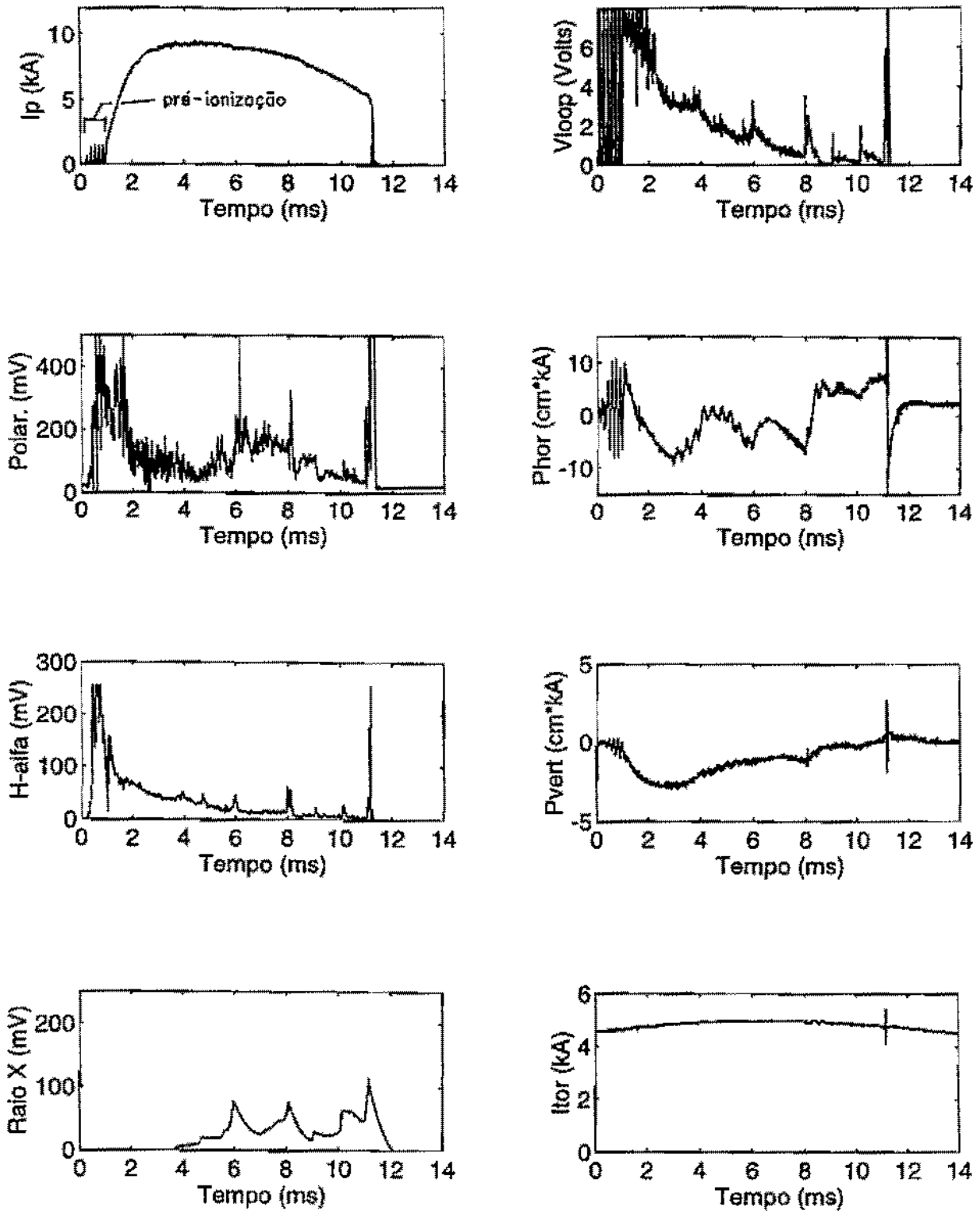


Fig. 5-13 Sinais correspondentes ao disparo o513. O polarímetro operava na polarização perpendicular. A pressão de hidrogênio era $P_{H_2} = 1{,}0 \cdot 10^{-4}$ *mbar.*

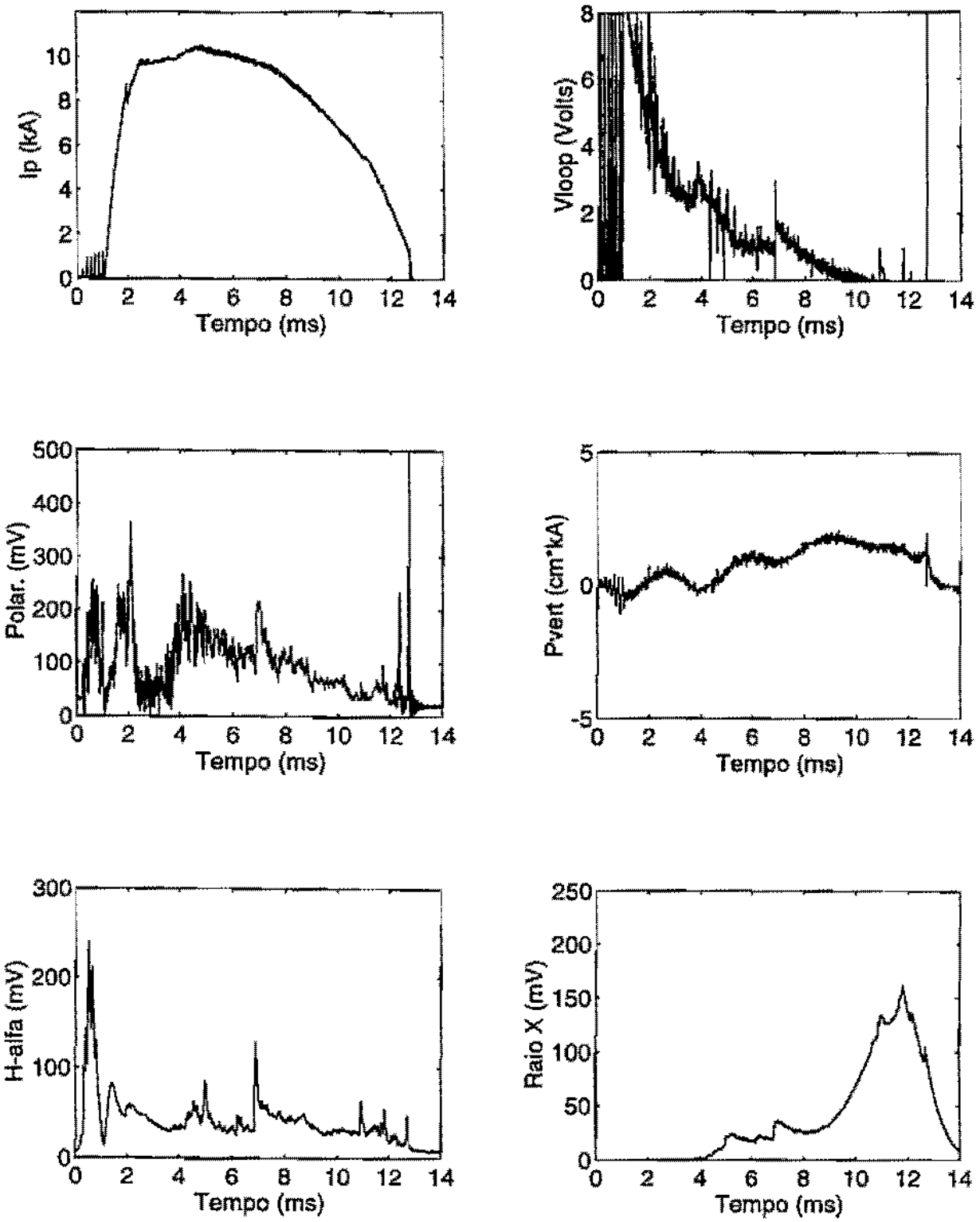


Fig. 5-14 Sinais correspondentes ao disparo o227. O polarímetro operava na polarização perpendicular.. A corrente de plasma não começa do máximo de corrente induzida pelo oscilador. Na transição, o sinal de H_α cai a um valor muito baixo, refletindo uma forte queda da densidade. A pressão de hidrogênio era $P_{H_2} = 1{,}1 \cdot 10^{-4}$ mbar.

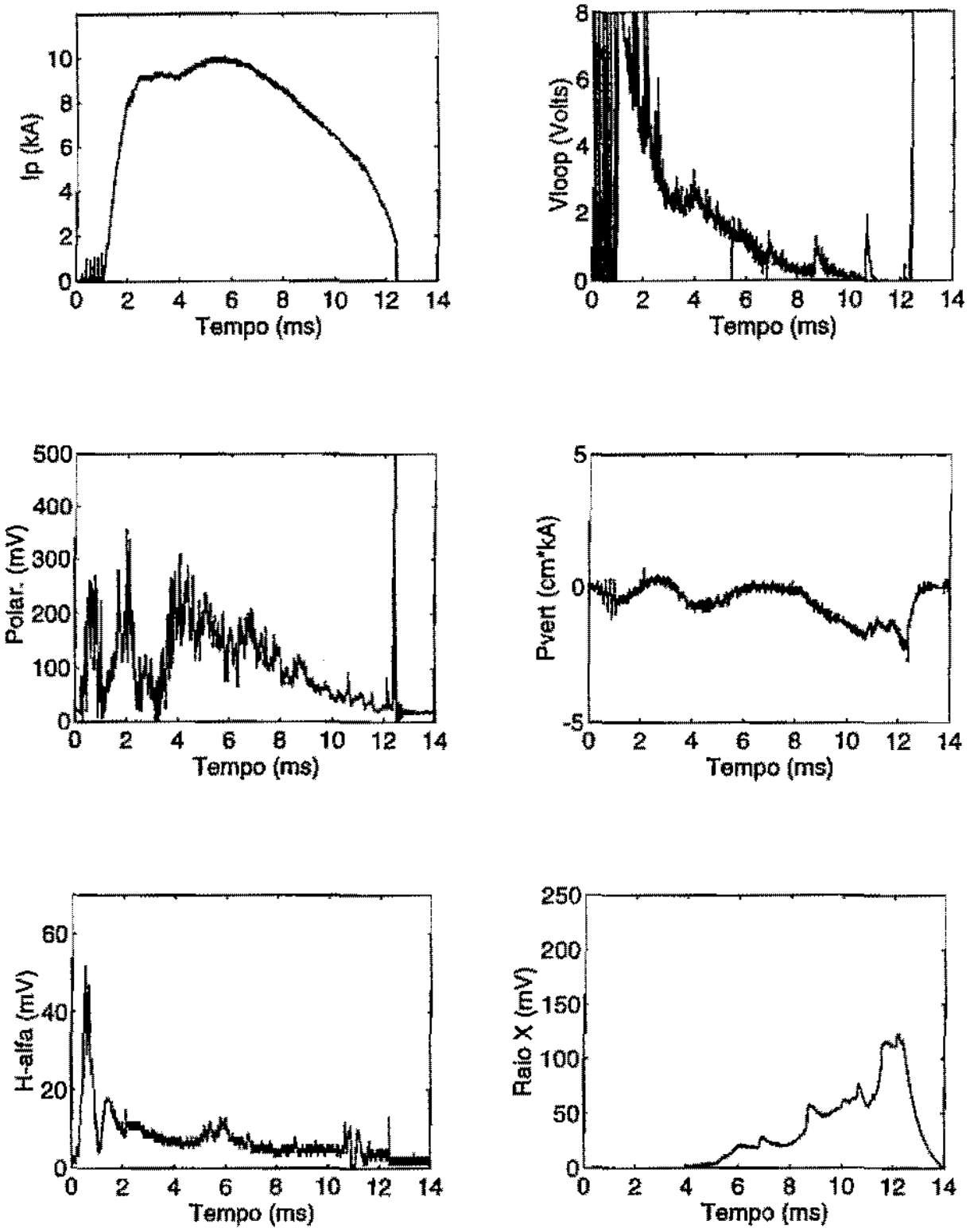


Fig. 5-15 Sinais correspondentes ao disparo o213. O polarímetro operava na polarização perpendicular.. A corrente de plasma não começa do máximo de corrente induzida pelo oscilador. Na transição, o sinal de H_α cai a um valor muito baixo, refletindo uma forte queda da densidade. A pressão de hidrogênio era $P_{H_2} = 1{,}1 \cdot 10^{-4}$ mbar.

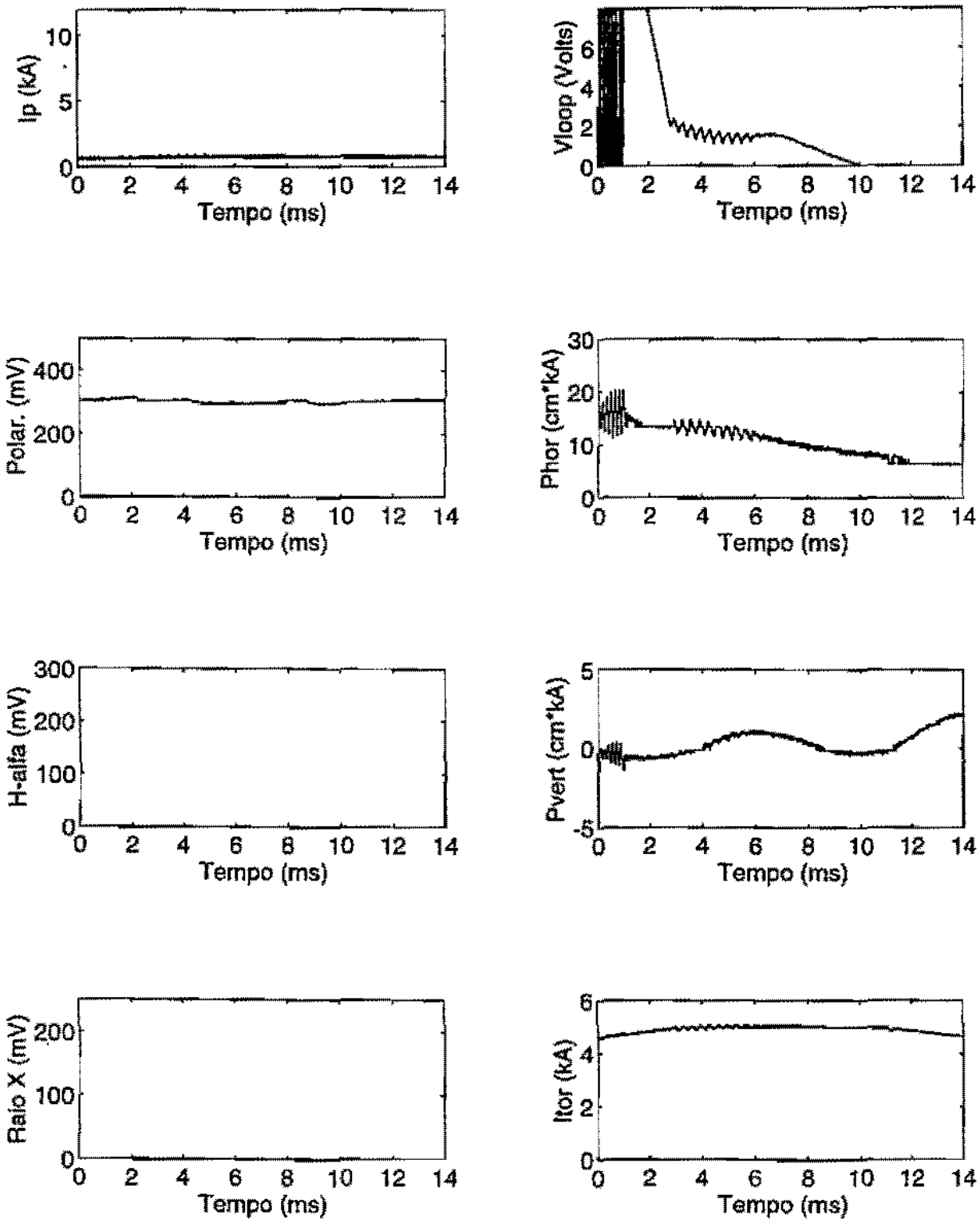


Fig. 5-16 Perturbação produzida pelo disparo dos bancos de capacitores, num pulso tokamak sem plasma, sobre os dispositivos de medição. Os amplificadores de H_α e Raios X tinham uma pequena deriva negativa. A antena receptora estava na polarização paralela.

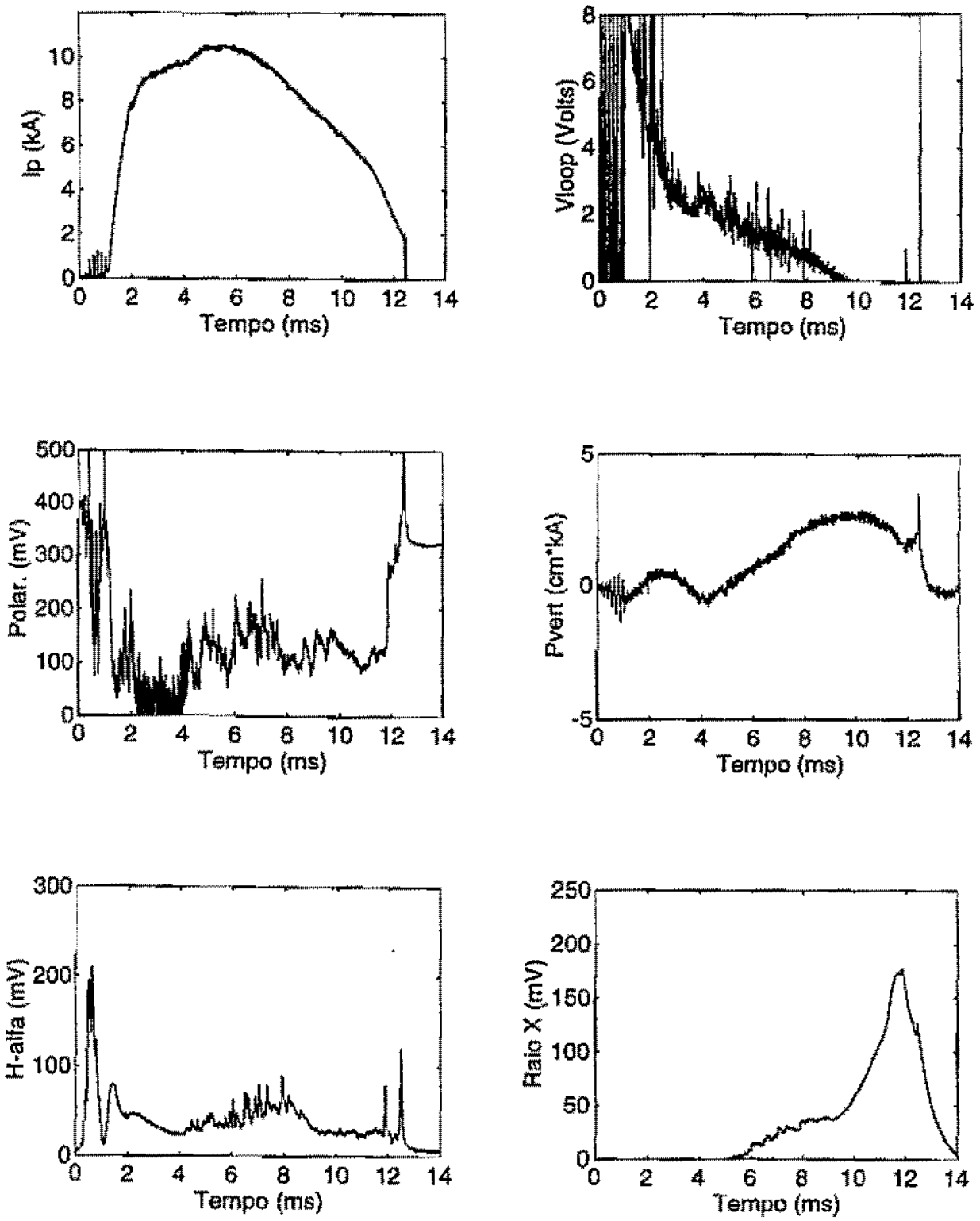


Fig. 5-17 Sinais correspondentes ao disparo o250. O polarímetro operava na polarização paralela. A pressão de hidrogênio era $P_{H_2} = 1{,}0 \cdot 10^{-4}$ *mbar.*

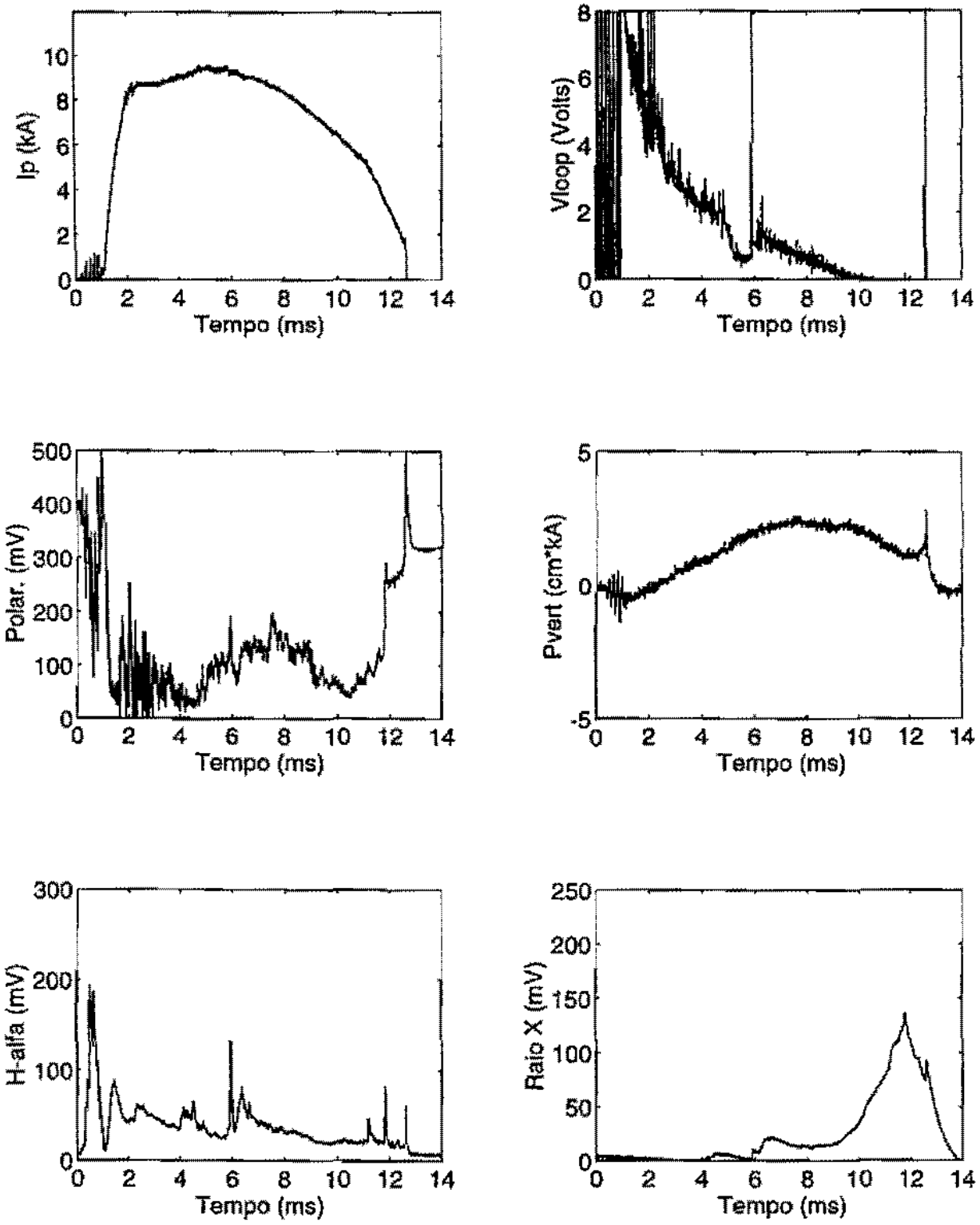


Fig. 5-18 Sinais correspondentes ao disparo o243. O polarímetro operava na polarização paralela. A pressão de hidrogênio era $P_{H_2} = 1{,}0 \cdot 10^{-4}$ *mbar.*

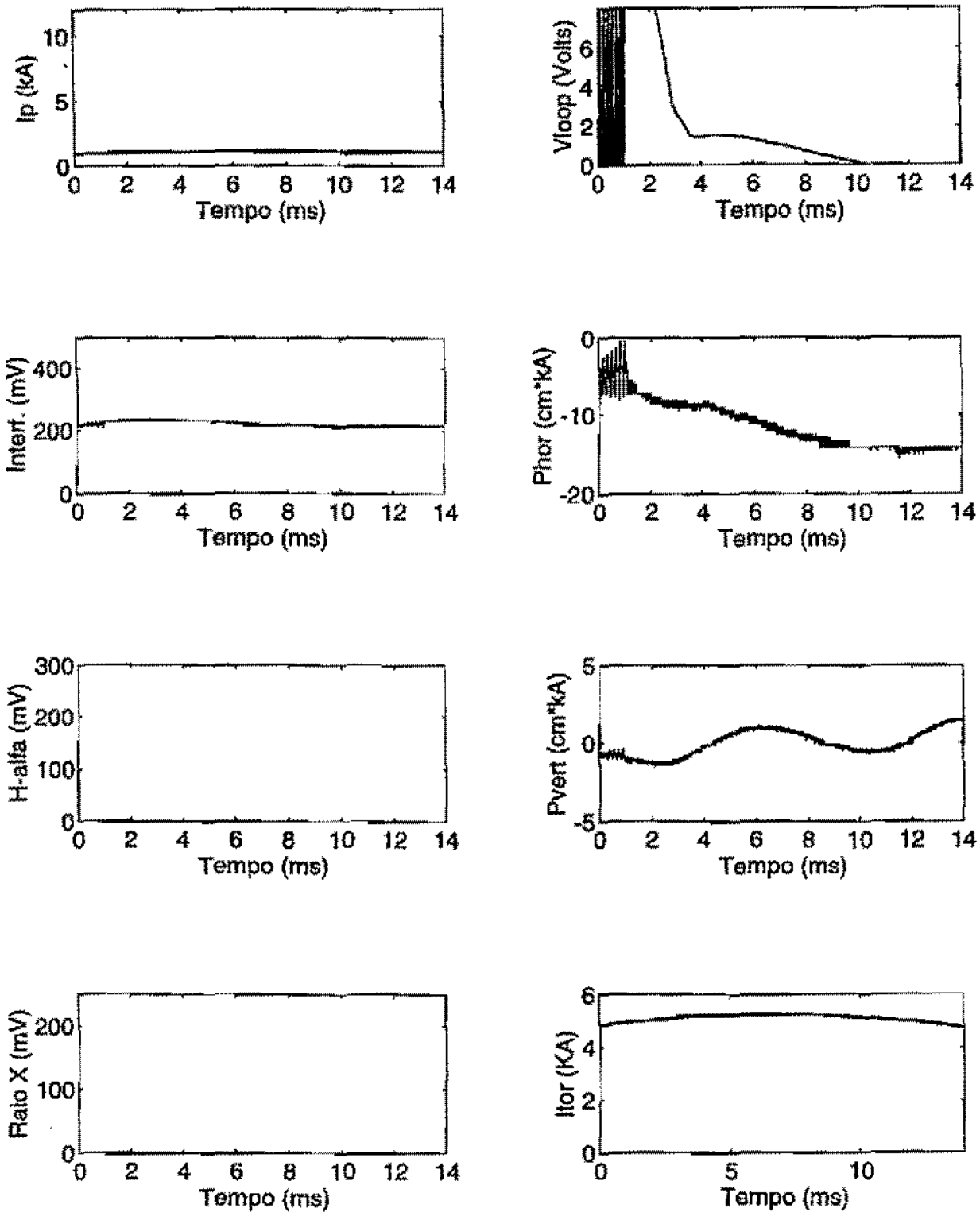


Fig. 5-19 Pulso "zero" (sem plasma) utilizado para verificar o ruído induzido pelo disparo dos bancos de capacitores sobre o interferômetro e os demais sistemas de medição. Os amplificadores de H_α e Raios X tinham uma pequena deriva negativa.

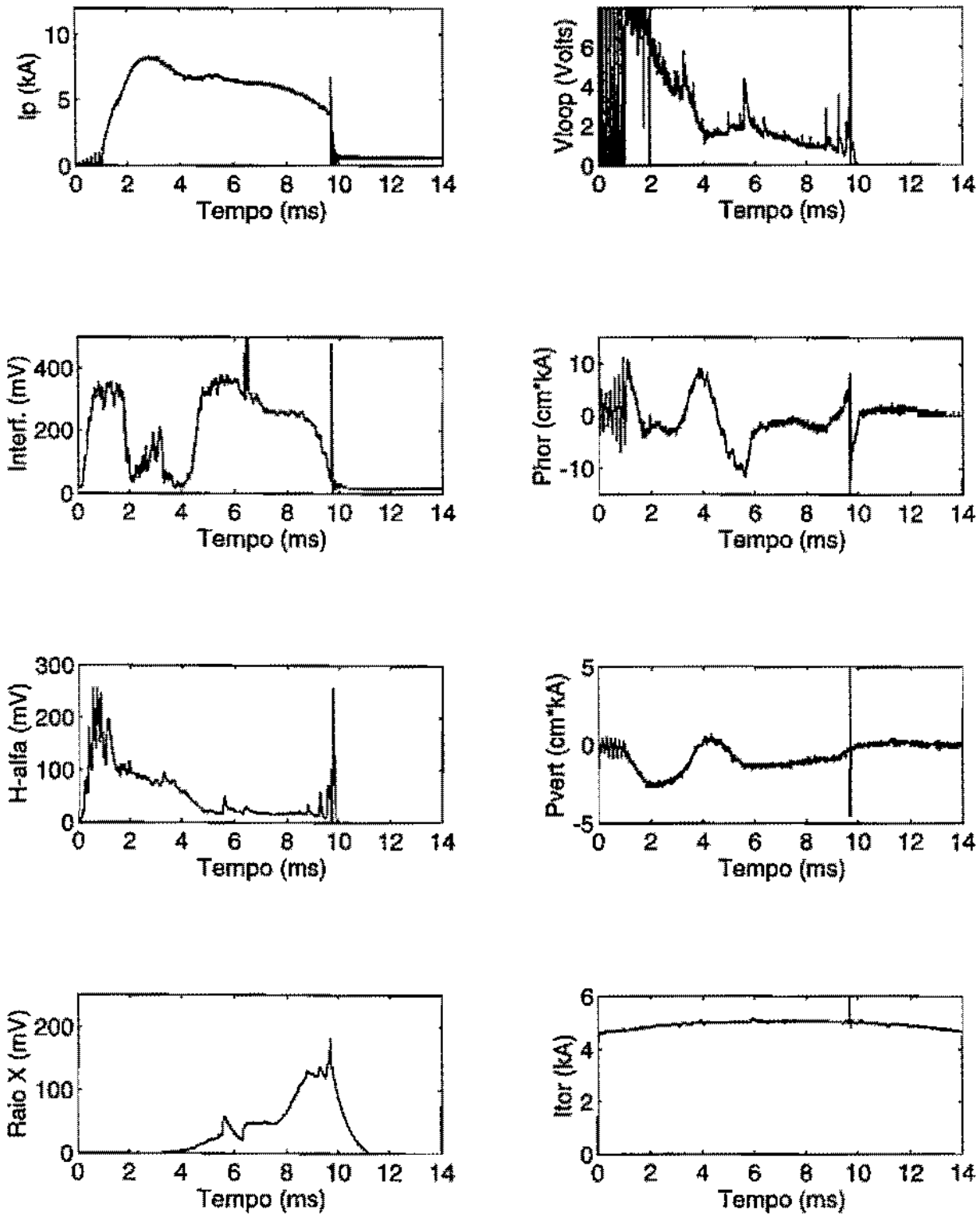


Fig. 5-20 Sinais correspondentes ao disparo o542. O sinal do interferômetro mostra claramente que, neste pulso, a densidade apenas cai na transição entre a pré-ionização e o início da corrente de plasma. O sinal de H_α tem também um comportamento suave na transição. A pressão de hidrogênio era $P_{H_2} = 1{,}1 \cdot 10^{-4}$ mbar.

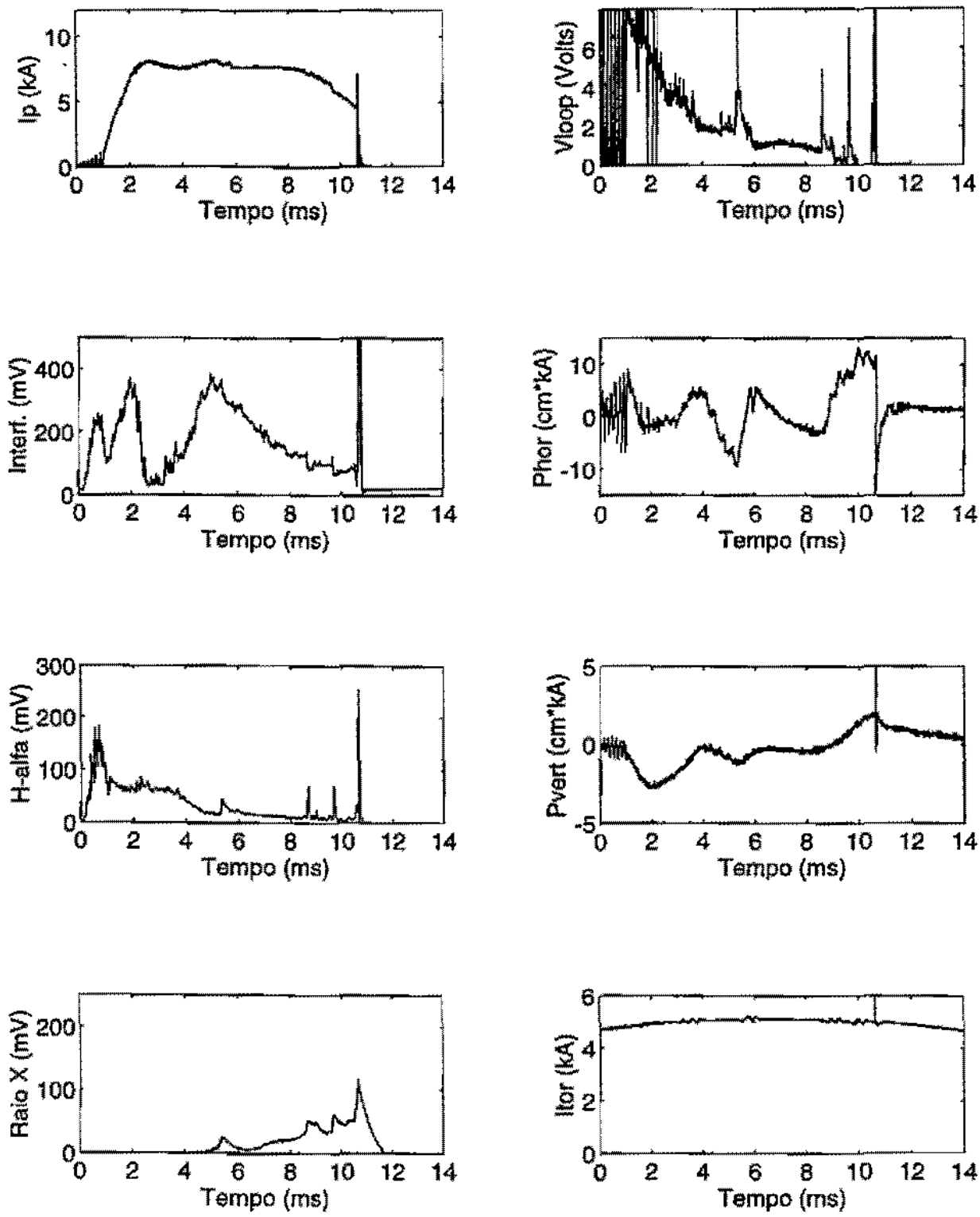


Fig. 5-21 Sinais correspondentes ao disparo o538. A densidade, como mostra o sinal do interferômetro, cai um pouco na transição entre a pré-ionização e o início da corrente de plasma. O sinal de H_α tem também um comportamento suave na transição. A pressão de hidrogênio era $P_{H_2} = 8{,}6 \cdot 10^{-5}$ mbar.

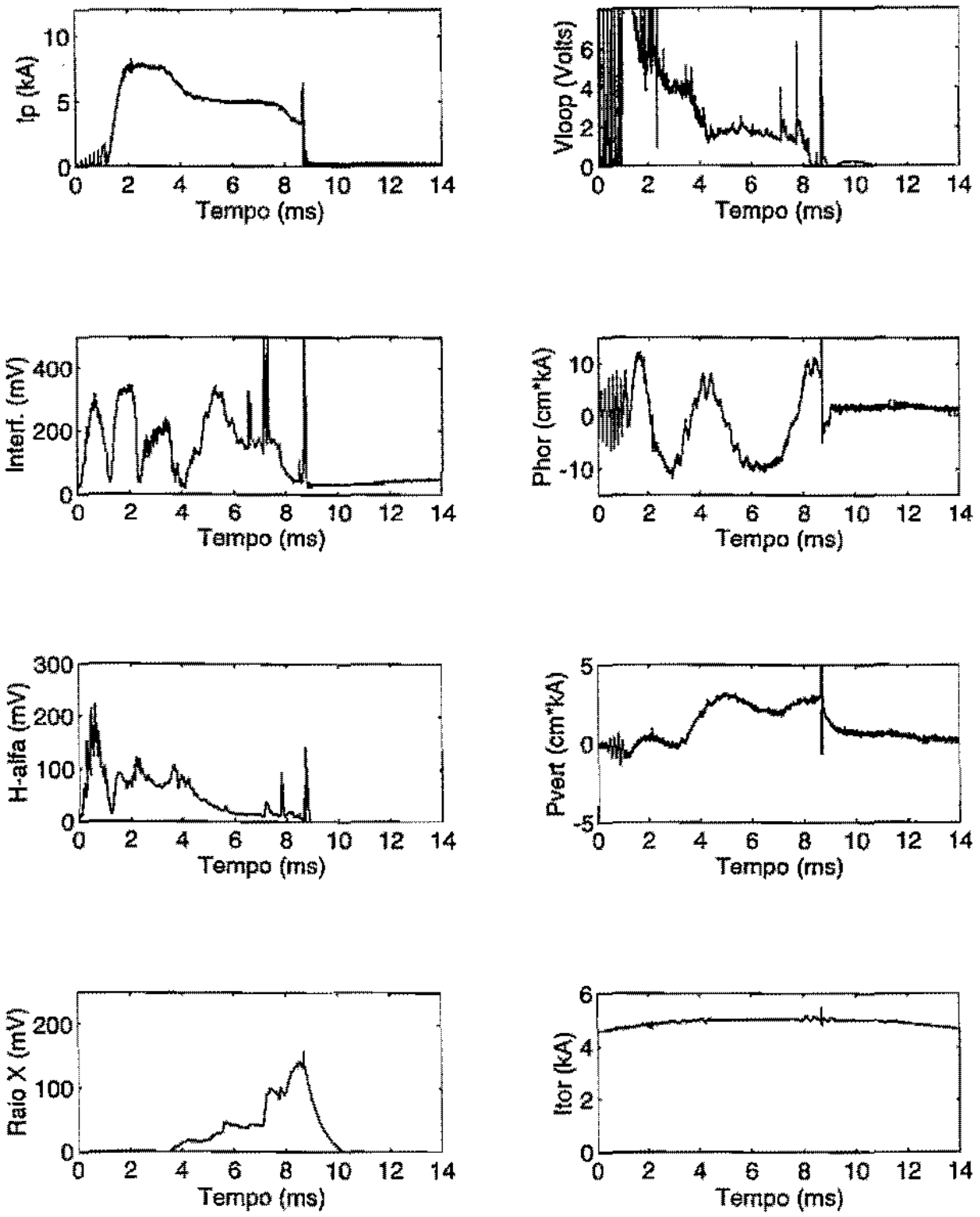


Fig. 5-22 Sinais correspondentes ao disparo tokamak o547. A densidade cai -como mostra o sinal do interferômetro e o do H_α- a valores bastante baixos na transição entre a pré-ionização e o início da corrente de plasma. A pressão de hidrogênio era $P_{H_2} = 8{,}6 \cdot 10^{-5}$ mbar.

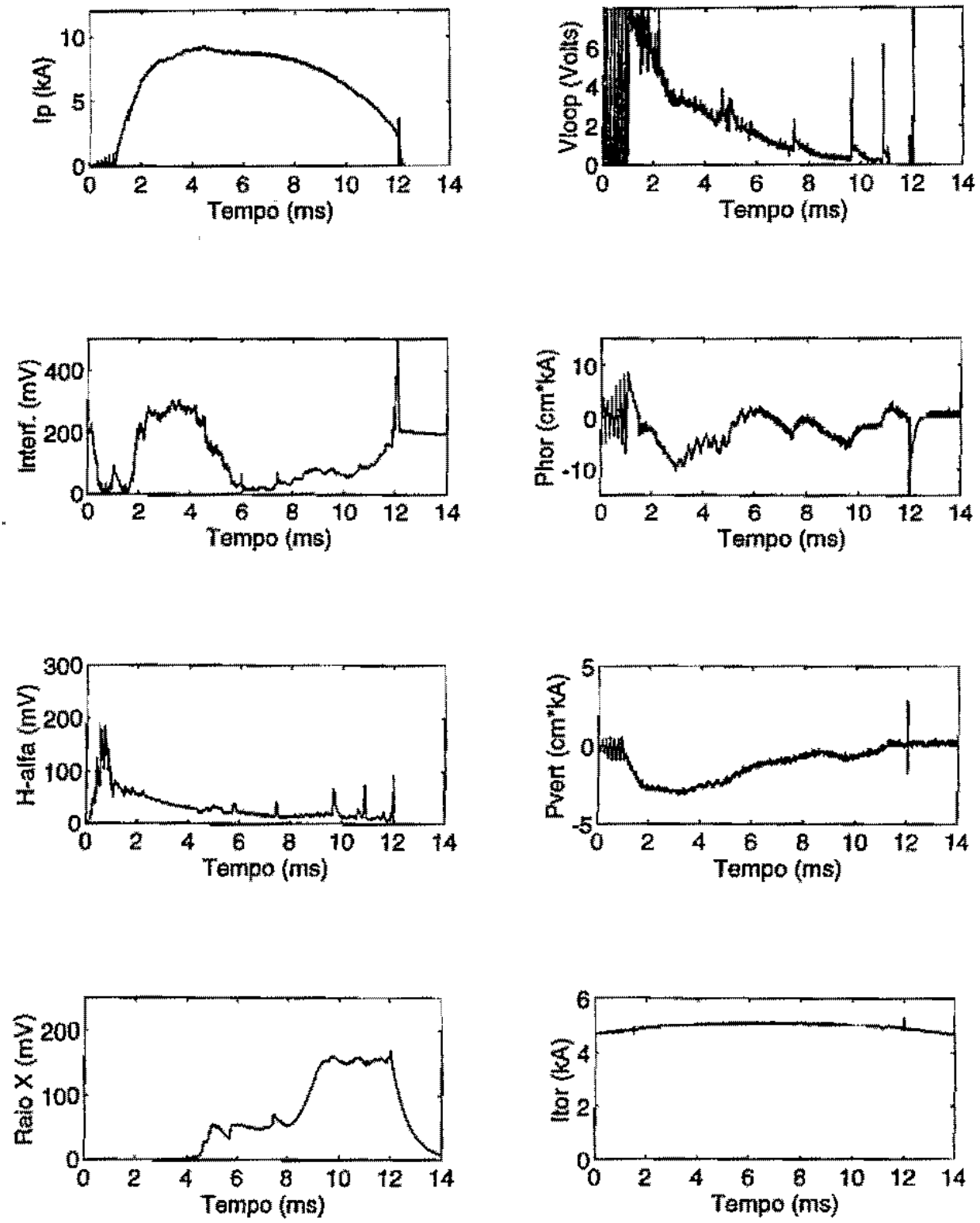


Fig. 5-23 Sinais correspondentes ao disparo tokamak o534. A diferença de fase inicial do interferômetro sem plasma,ϕ_o, foi ajustada para o sinal ser máximo no início do pulso. A densidade, como mostra o sinal do interferômetro, cai muito pouco na transição entre a pré-ionização e o início da corrente de plasma. O sinal de H_α tem também um comportamento suave na transição.

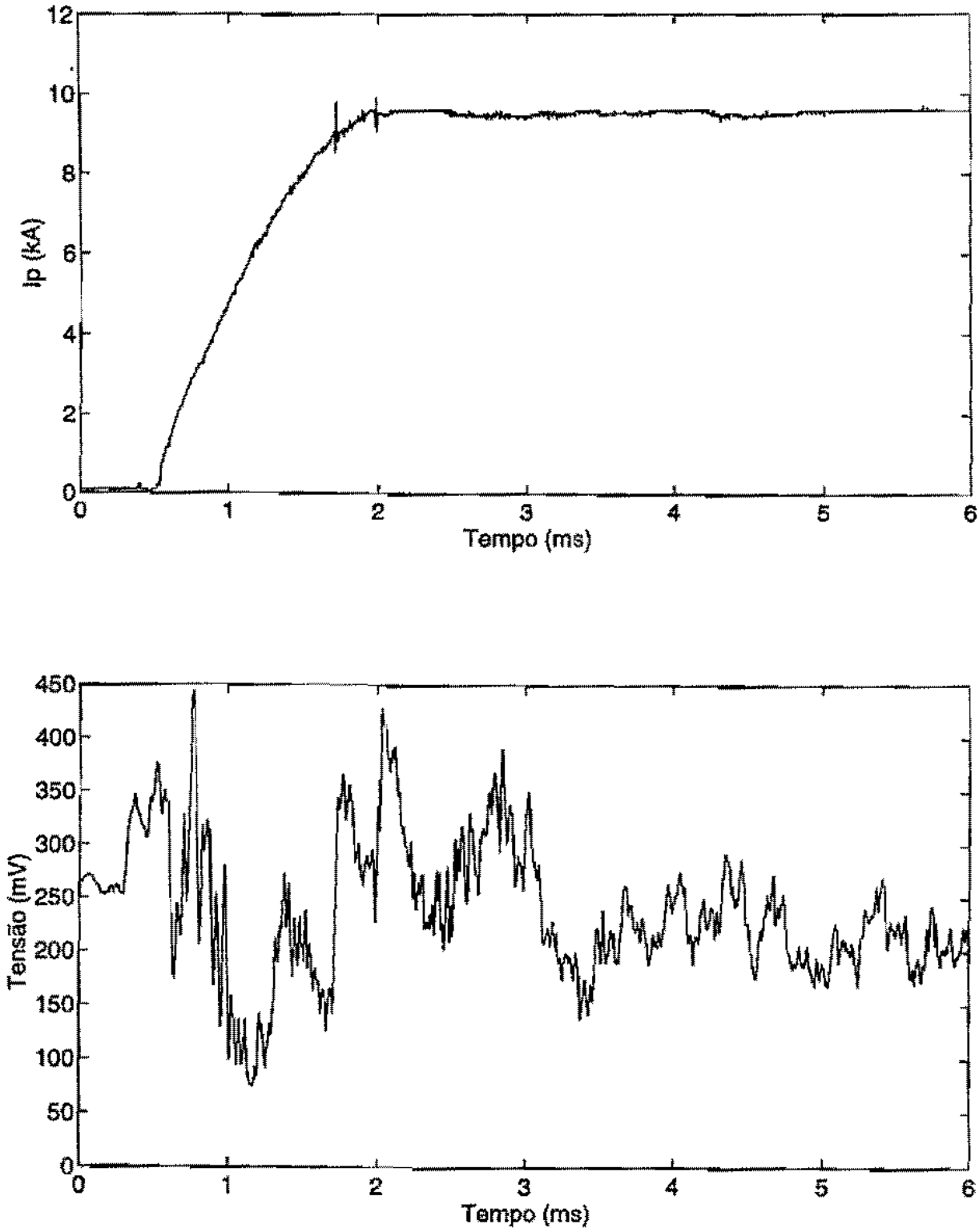


Fig. 5-24 Corrente de plasma e sinal do feixe de microondas transmitido através do ramo do plasma do interferômetro, no disparo f692. A variação de intensidade ao longo do pulso mostra a influência da refração e de outras fontes de ruído. Foram registrados apenas os primeiros 6 ms da descarga.

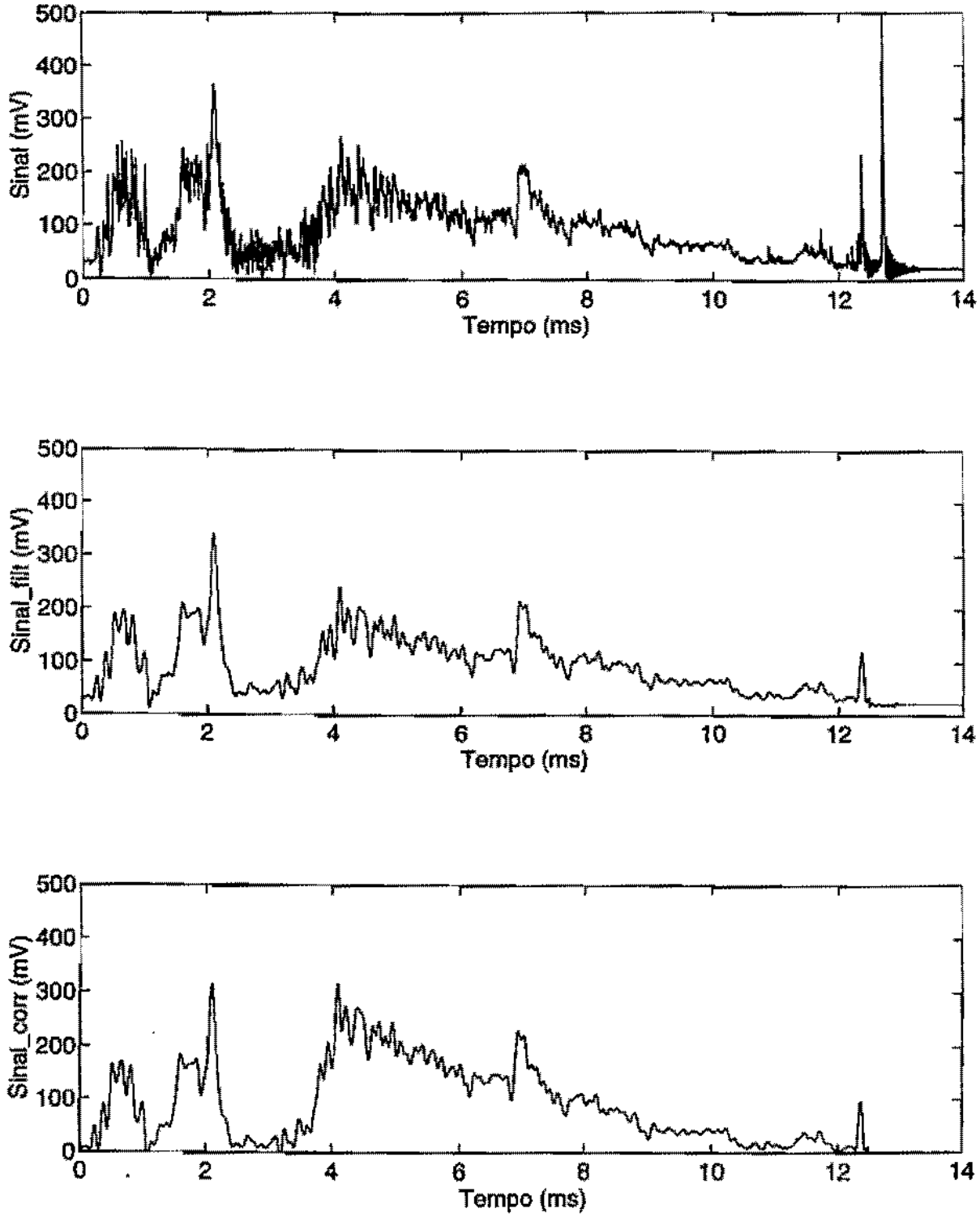
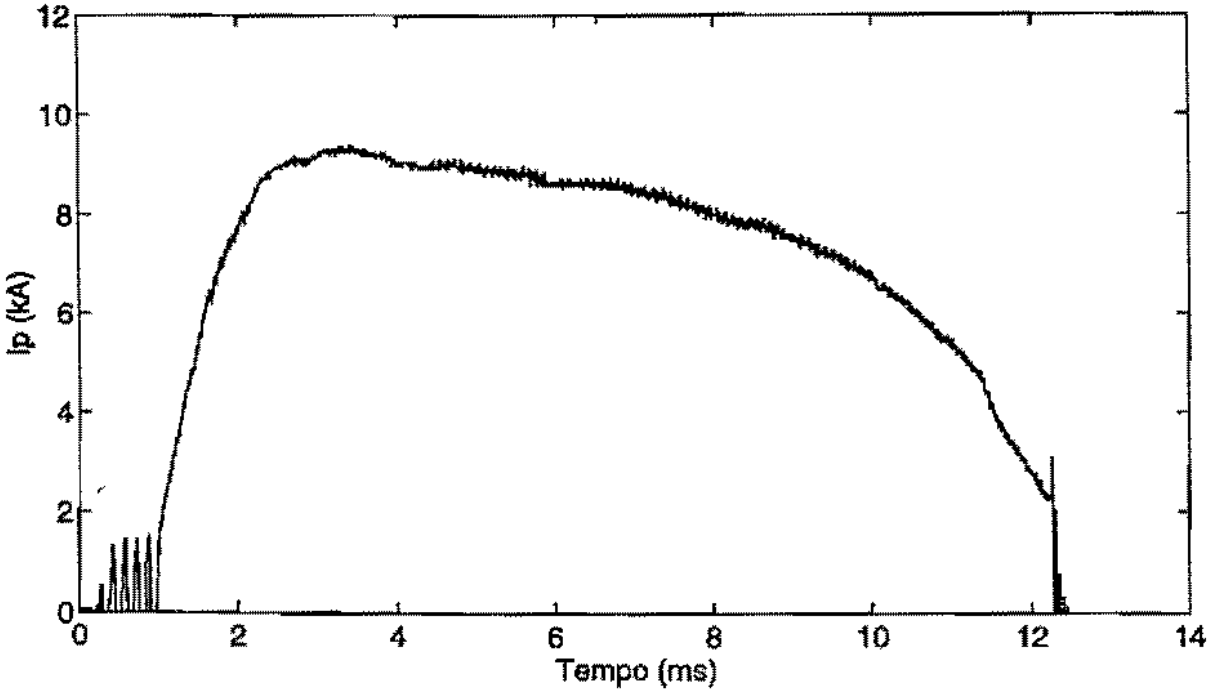


Fig. 5-25 O gráfico "Sinal", no topo da figura, corresponde ao sinal do polarímetro no disparo o227, que foi registrado na Fig.5-14. A partir deste sinal é obtido o segundo gráfico, "Sinal_filt", usando uma sub-rotina que simula um filtro passa-baixa Butterworth de ordem 8 e 10 kHz de frequência de corte. O último gráfico, "Sinal_corr", é obtido do sinal filtrado após equalizar os máximos e igualmente os mínimos. A partir deste sinal é obtido $\alpha_F(t)$ e $n_{cm}(t)$ usando (4-8) e (4-9).



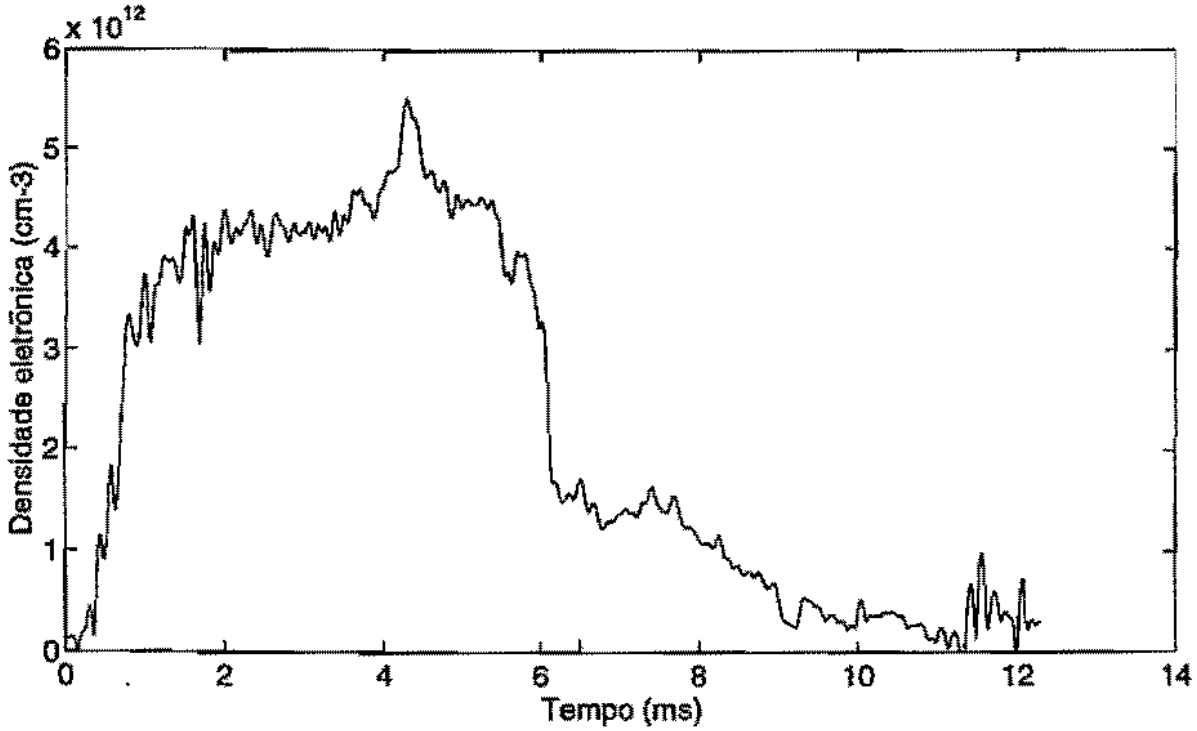
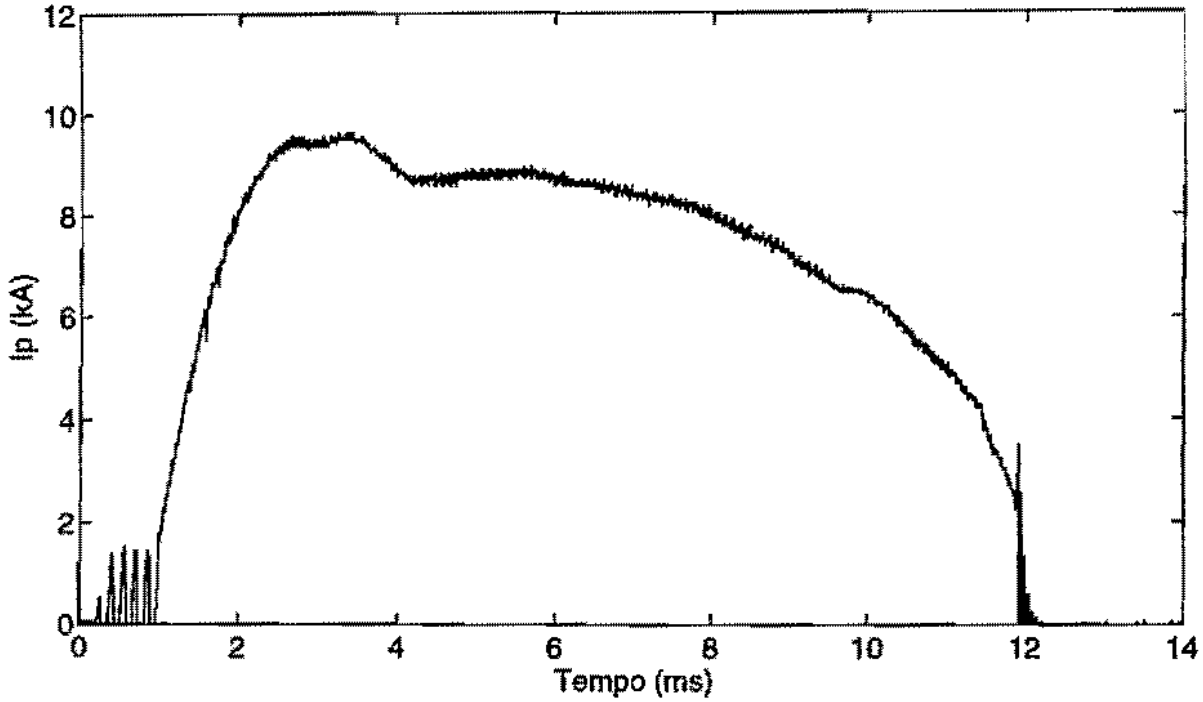


Fig. 5-26 Evolução da densidade no centro da coluna de plasma, obtida a partir do sinal do polarímetro na configuração de polarização perpendicular, para o pulso tokamak o509 (correspondente à Fig. 5-11).



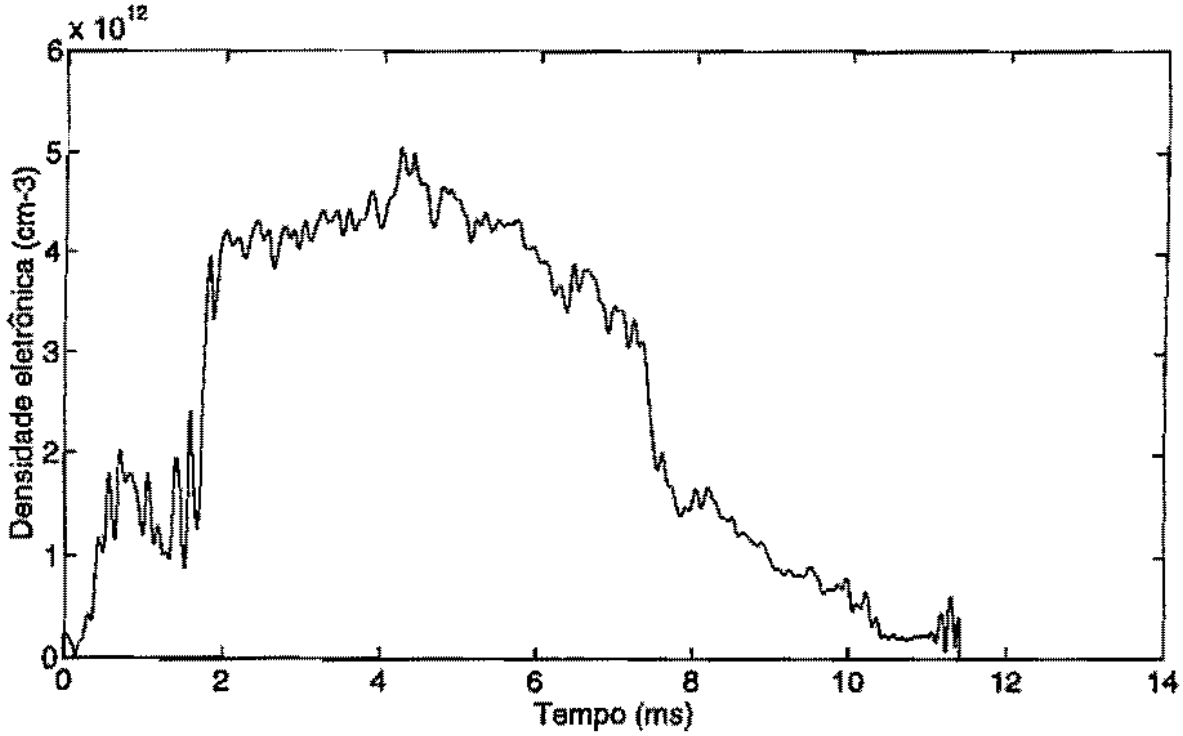
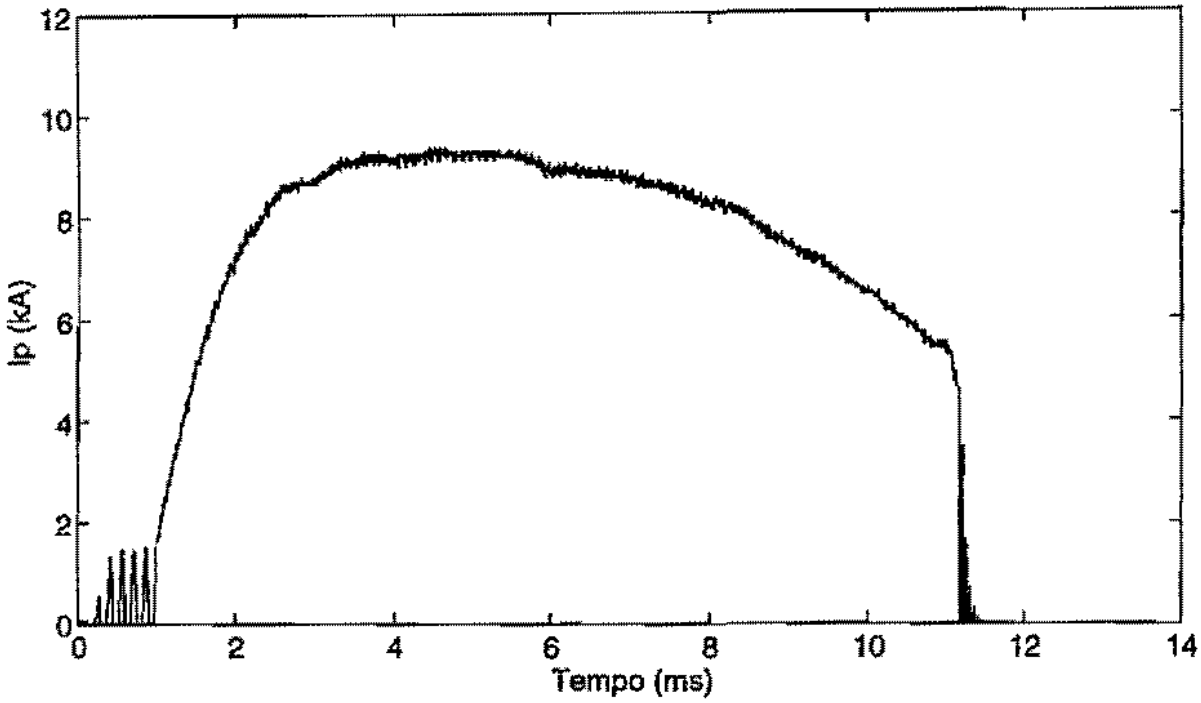


Fig. 5-27 Evolução da densidade no centro da coluna de plasma, obtida a partir do sinal do polarímetro na configuração de polarização perpendicular, para o pulso tokamak o512 (correspondente à Fig. 5-12).



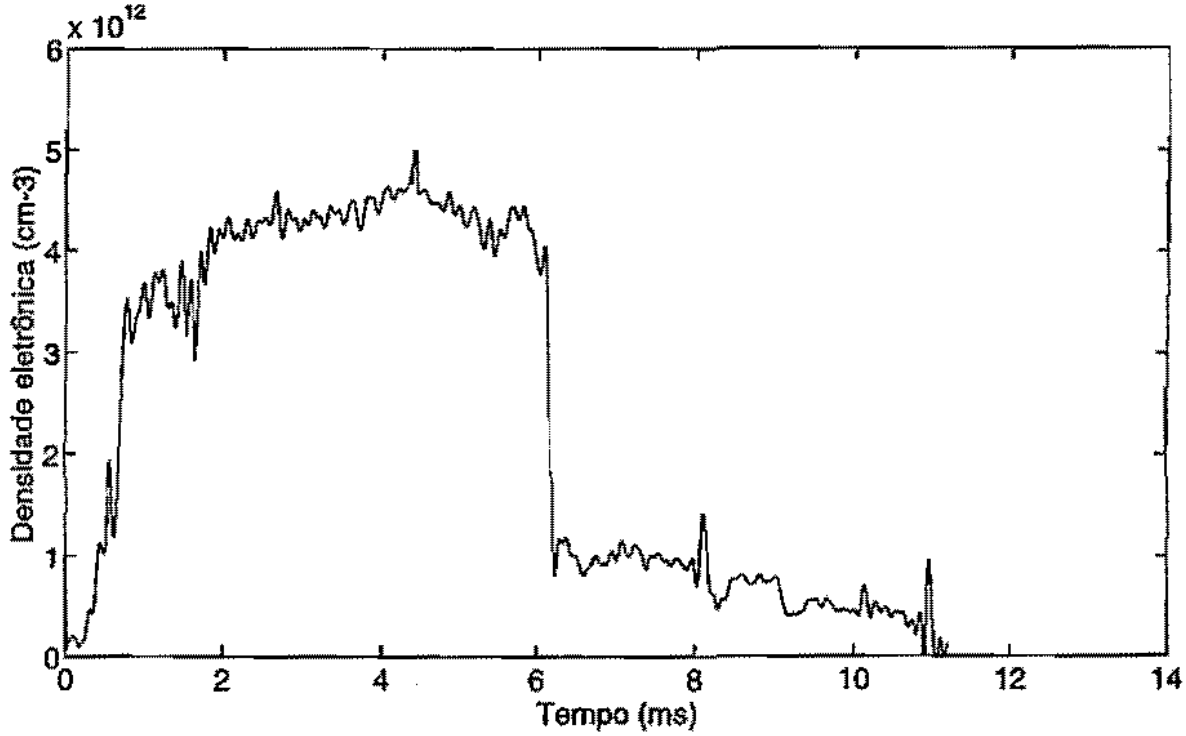
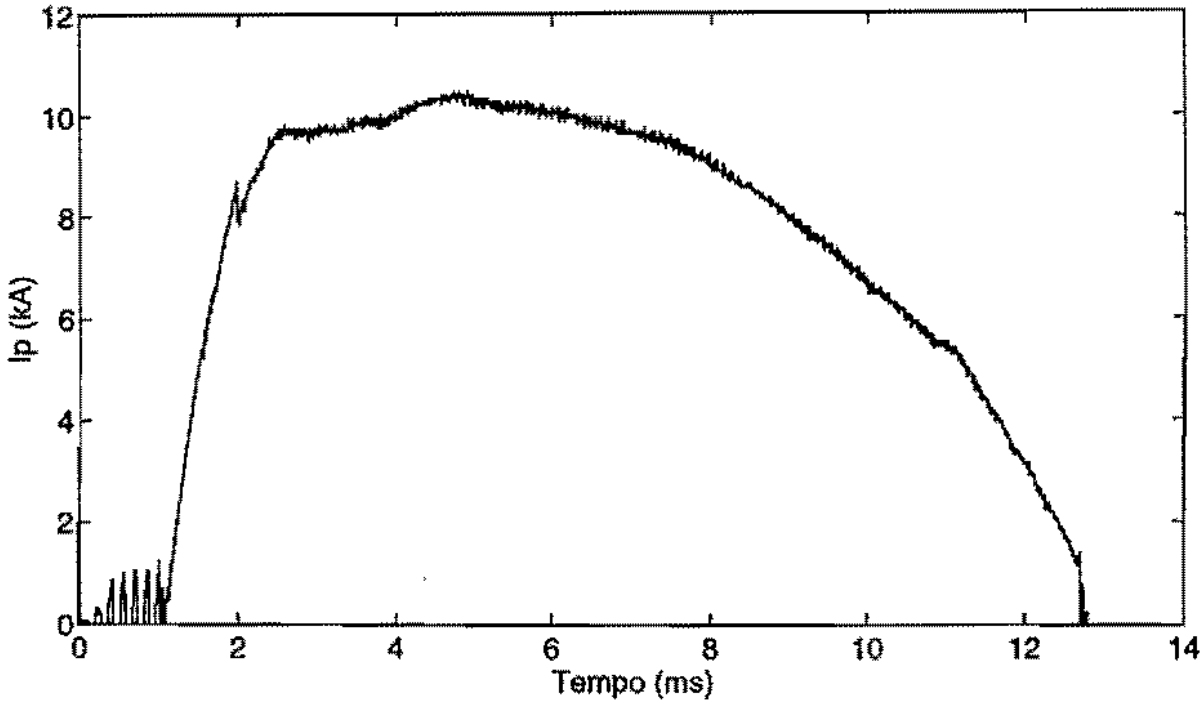


Fig. 5-28 Evolução da densidade no centro da coluna de plasma, obtida a partir do sinal do polarímetro na configuração de polarização perpendicular, para o pulso tokamak o513 (correspondente à Fig. 5-13).



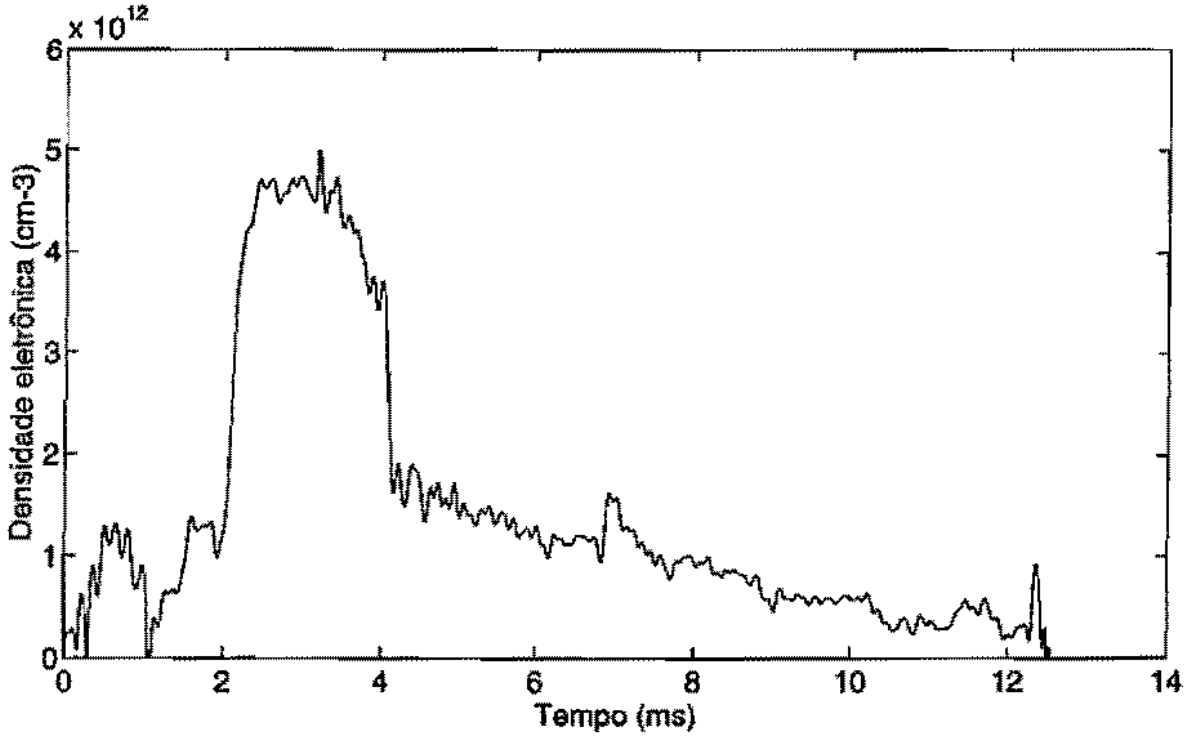


Fig. 5-29 Evolução da densidade no centro da coluna de plasma, obtida a partir do sinal do polarímetro na configuração de polarização perpendicular, para o pulso tokamak o227 (correspondente à Fig. 5-14).

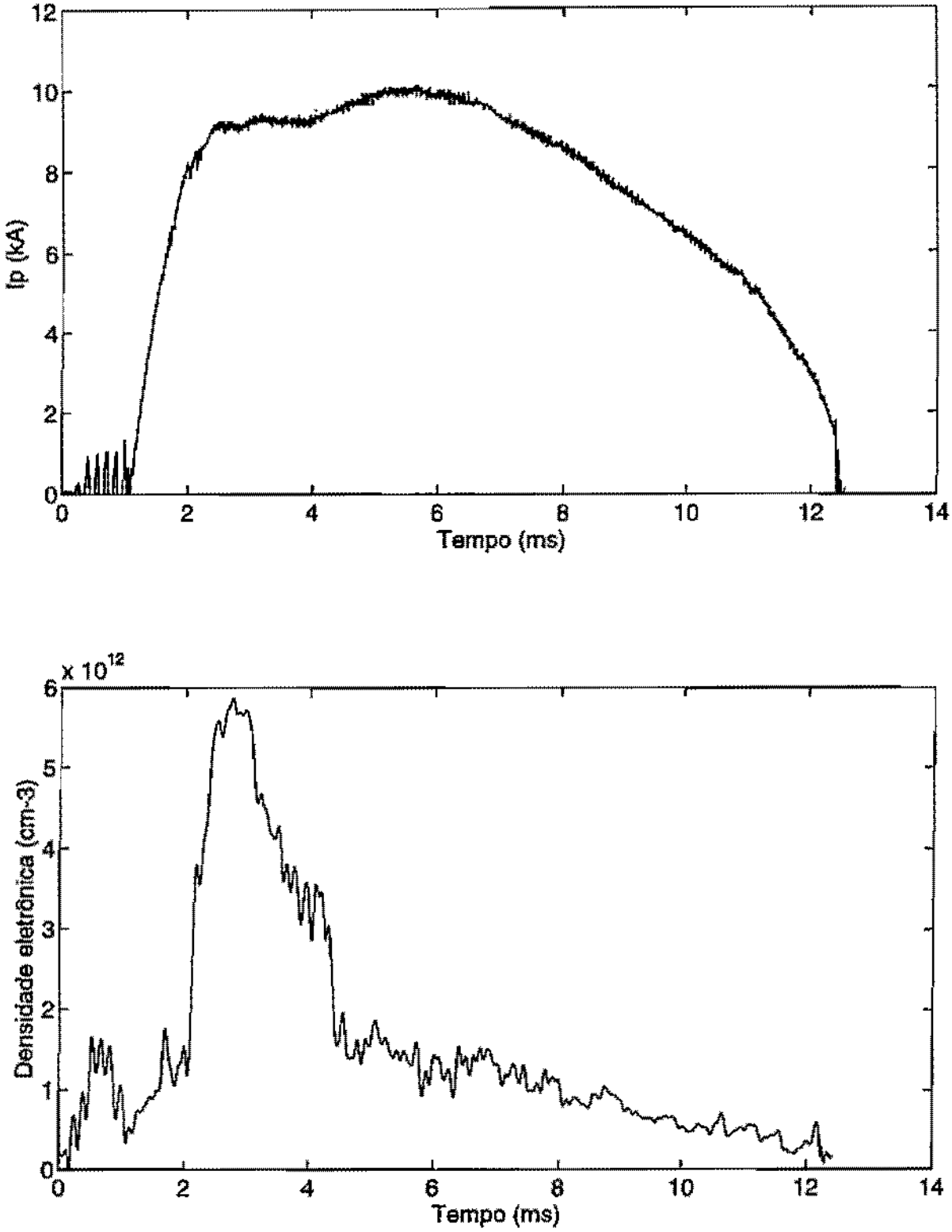
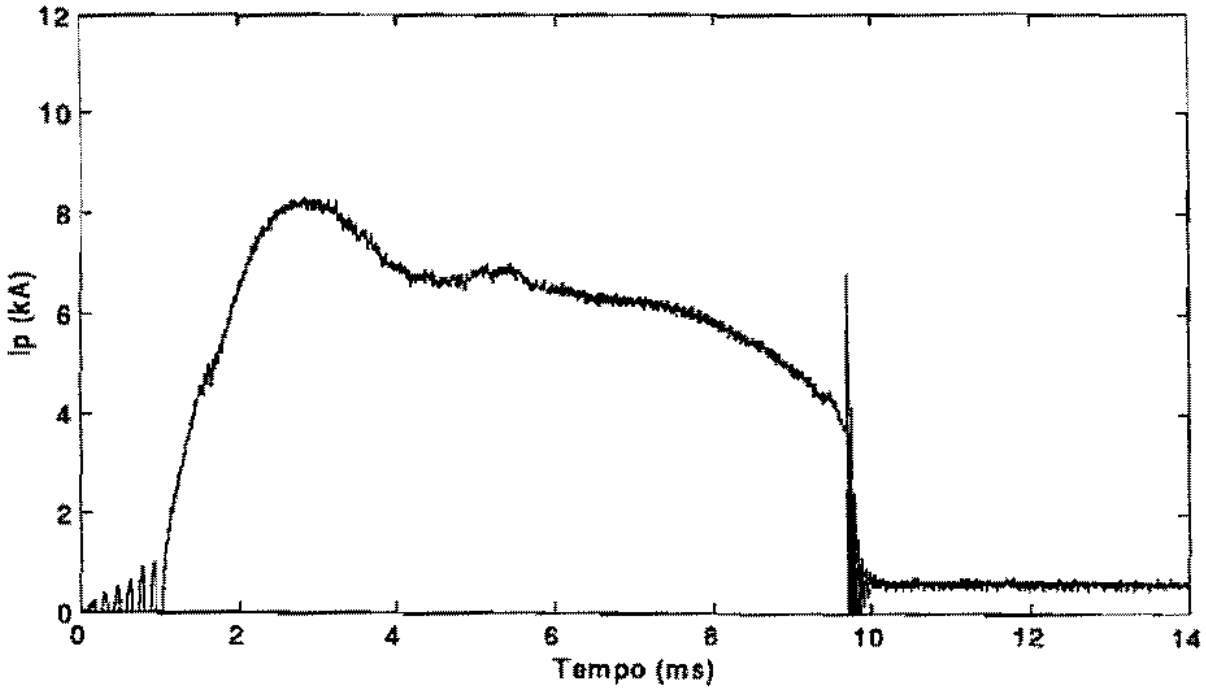


Fig. 5-30 Evolução da densidade no centro da coluna de plasma, obtida a partir do sinal do polarímetro na configuração de polarização perpendicular, para o pulso tokamak o213 (correspondente à Fig. 5-15).



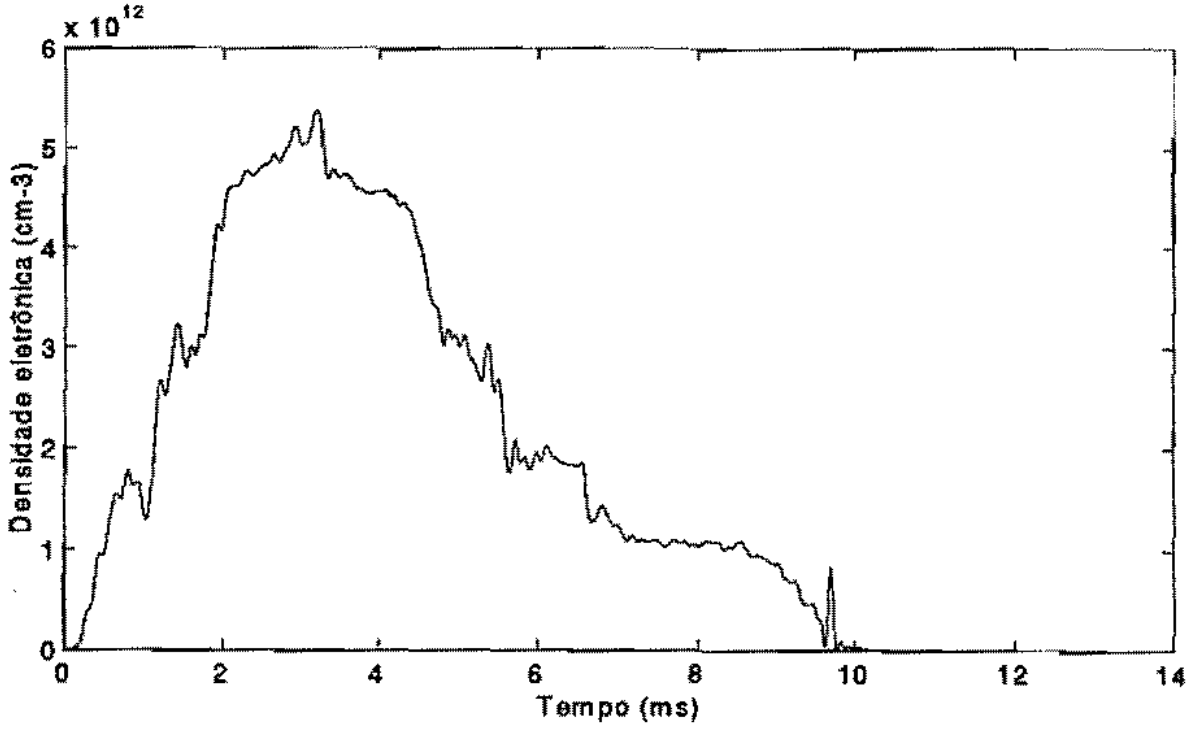
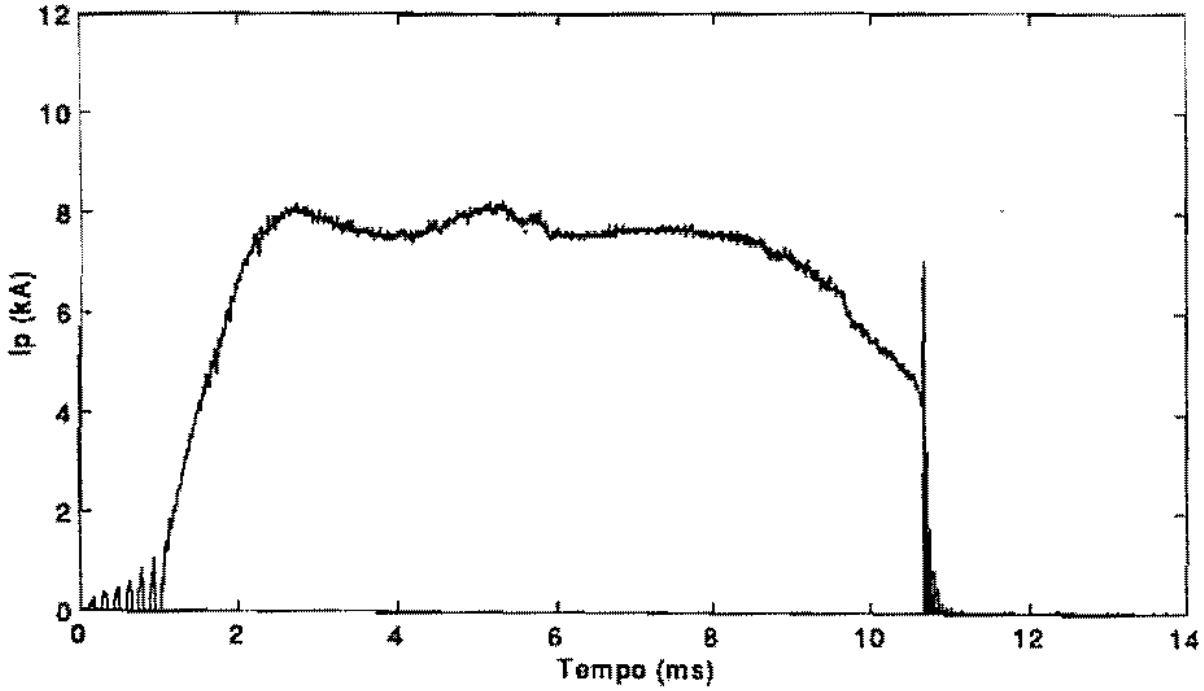


Fig. 5-31 Evolução da densidade no centro da coluna de plasma, obtida a partir do sinal do interferômetro, para o pulso tokamak o542 (correspondente à Fig. 5-20).



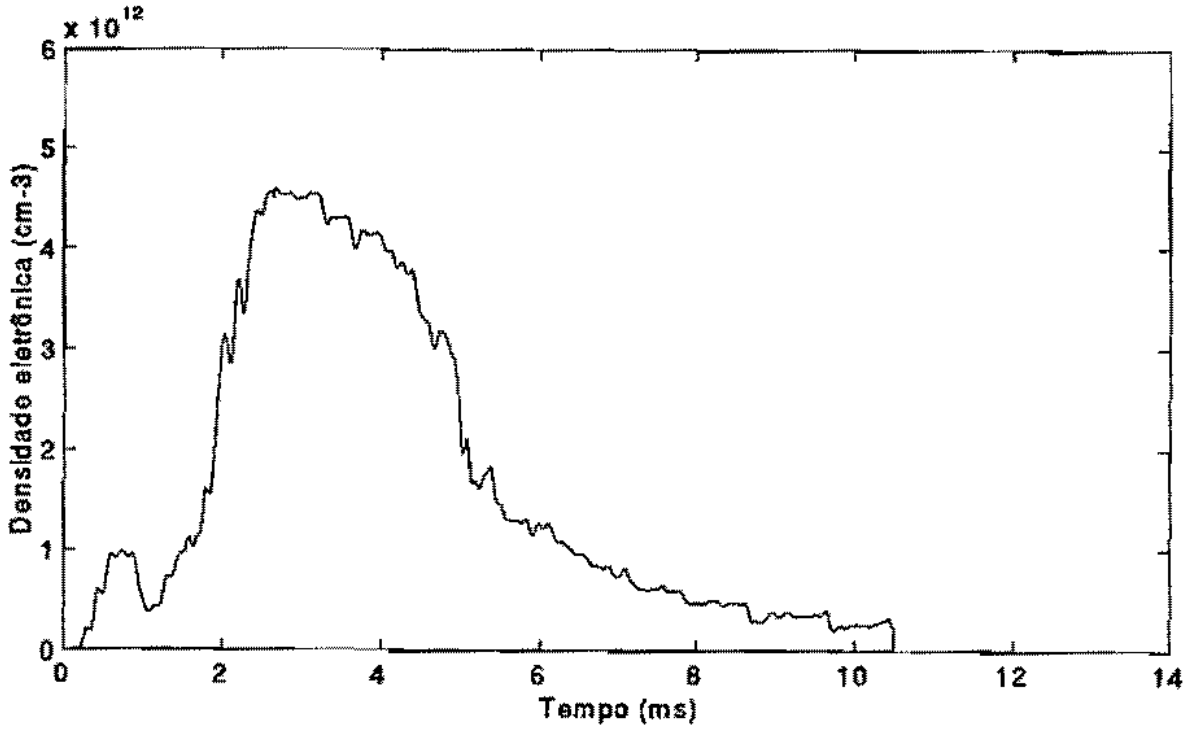
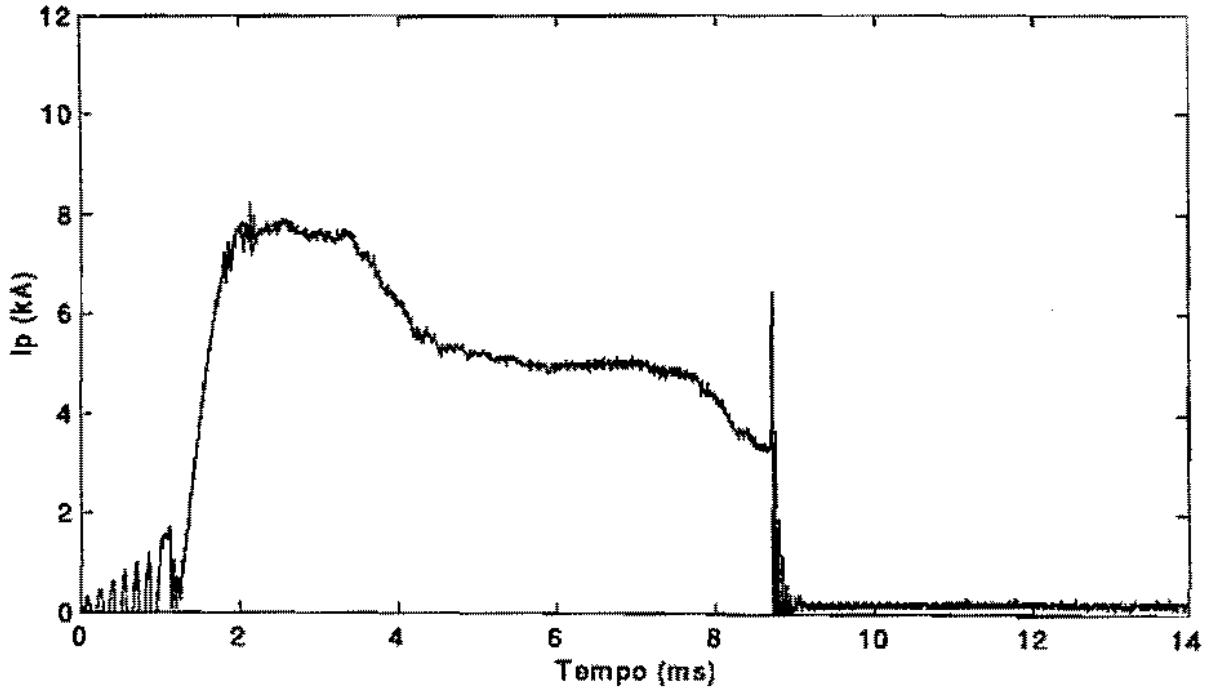


Fig. 5-32 Evolução da densidade no centro da coluna de plasma, obtida a partir do sinal do interferômetro, para o pulso tokamak o538 (correspondente à Fig. 5-21).



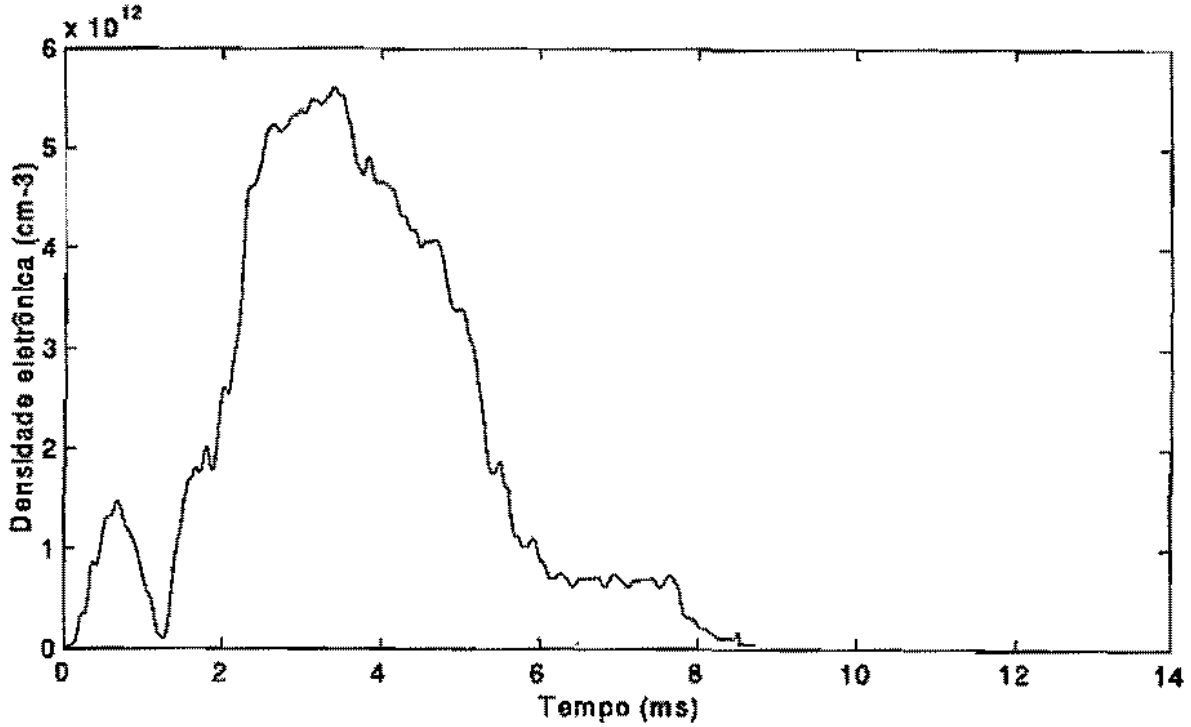


Fig. 5-33 Evolução da densidade no centro da coluna de plasma, obtida a partir do sinal do interferômetro, para o pulso tokamak o547 (correspondente à Fig. 5-22).

CAPÍTULO 6

ANÁLISE DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES

Resumo: São apresentadas as principais conclusões obtidas dos experimentos realizados com o polarímetro no tokamak TBR-1 e das simulações numéricas implementadas.

6.1 Análise dos resultados

A densidade eletrônica máxima no centro da coluna de plasma, medida pelo interferômetro, é de $5\text{-}6 \cdot 10^{12}$ cm^{-3}, nas condições experimentais em que foram realizados os disparos tokamak. Este valor corresponde a $\alpha_F \approx 180°$, e afetará o sinal do polarímetro de maneira diferente, dependendo da polarização da antena receptora. Na polarização paralela, o sinal deveria ser máximo, e a refração tenderá a diminuir sensivelmente o sinal. Na polarização perpendicular, o sinal devido à rotação de Faraday deveria ser próximo de zero e o efeito da refração mudará pouco a forma do sinal.

Os dados obtidos pelo polarímetro com a antena receptora na polarização paralela são fortemente afetados pela refração do feixe. Durante a fase da pré-ionização, o sinal acompanha as oscilações da densidade. Quando a corrente de plasma é formada, o sinal diminui rapidamente; esta variação é devida tanto à rotação de Faraday quanto à refração. De fato, quando o sinal começa novamente a aumentar, devido à rotação de Faraday ($t \cong 1{,}5$ ms), o efeito da refração prevalece, levando o sinal para valores próximos de zero (Fig. 6-1). Parece mais conveniente, portanto, operar o polarímetro na polarização perpendicular.

A comparação entre os resultados obtidos pelo interferômetro e pelo polarímetro com a antena receptora em polarização perpendicular dentro da câmara, é bastante satisfatória. De fato, espera-se que os dois sinais sejam parecidos: o do polarímetro depende de $sen^2\alpha_F(t)$, e o do interferômetro varia senoidalmente com a defasagem, $\Delta\phi_p(t)$ (ver Eq. 4-2 e 4-6). Por coincidência, os valores de Δn_e correspondentes a uma franja são bastante próximos para os dois instrumentos (ver Eq. 4-3 e 4-10). A comparação dos sinais dos dois aparelhos não pôde ser feita no mesmo pulso, mas comparando pulsos parecidos, como os das Figs. 5-14 e 5-21, conclui-se que o comportamento de ambos é similar (Fig. 6-2).

Acima de $5 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} no centro da coluna, a refração distorce fortemente o valor da densidade medido pelo polarímetro, na polarização perpendicular (Figs. 2-15 e 2-16). Por isso, nas Figs. 5-26 a 5-30, o perfil tende a ficar achatado ao alcançar esse valor, mesmo na hipótese da densidade máxima ser mais elevada.

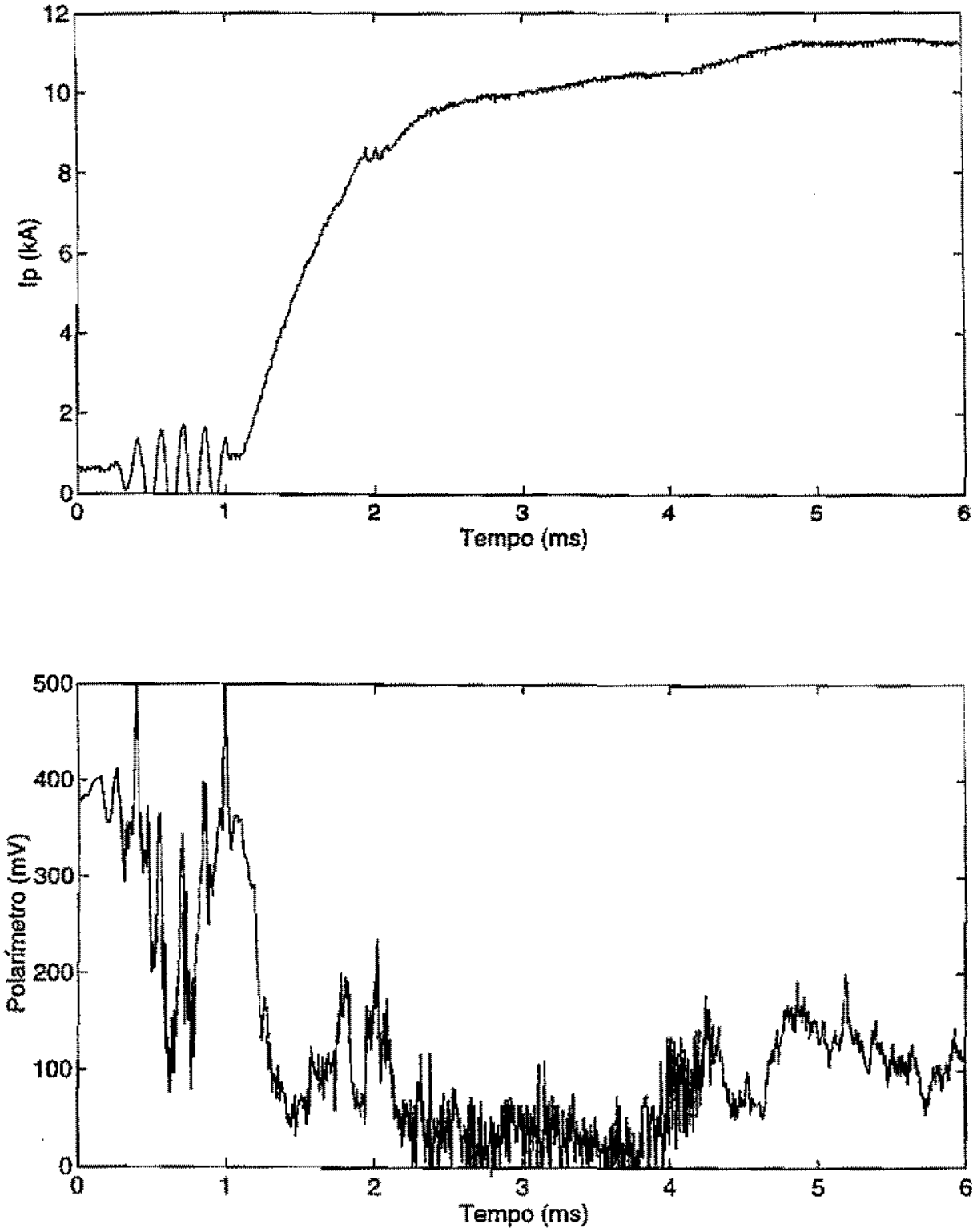
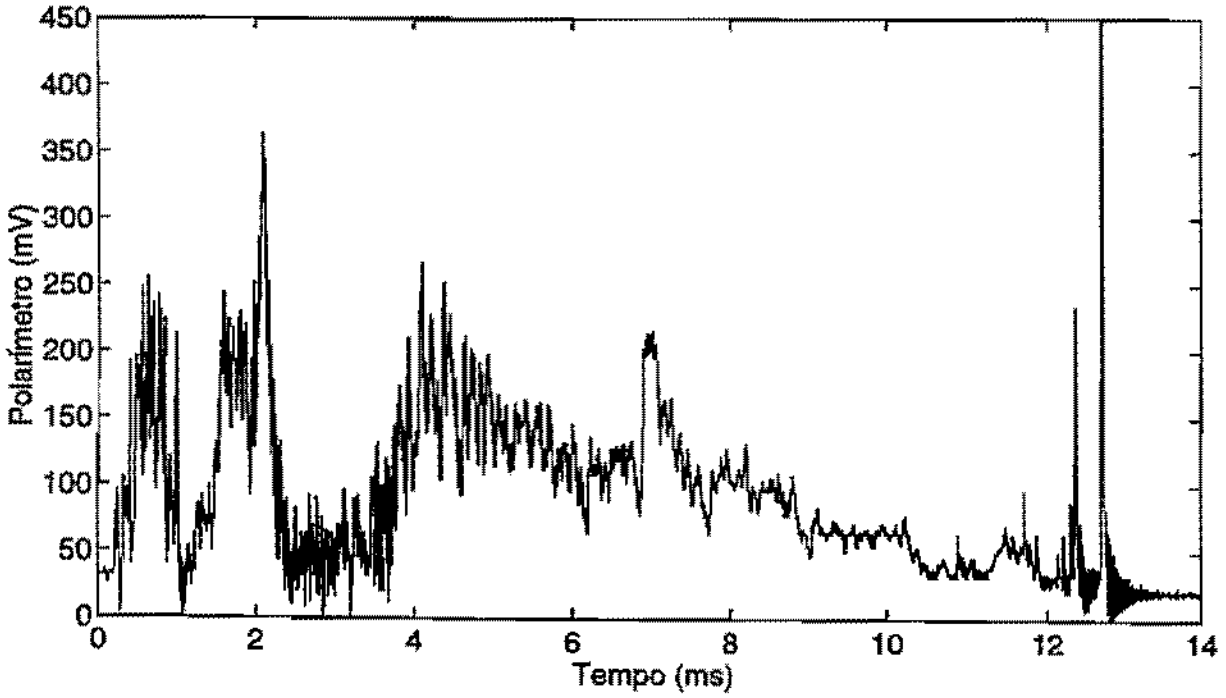


Fig. 6-1 Gráfico expandido do sinal do polarímetro e da corrente de plasma correspondente ao início do disparo tokamak o242 (Fig. 5-17).



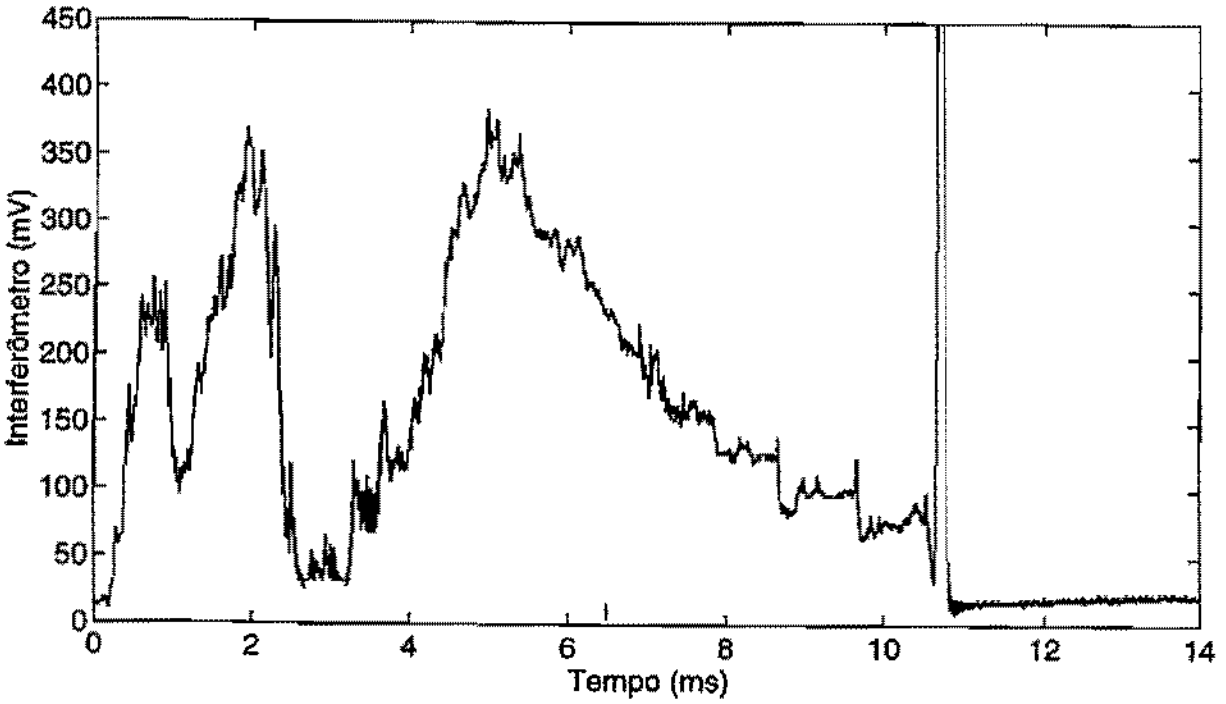


Fig. 6-2 Sinais do interferômetro e do polarímetro (em polarização perpendicular) para dois pulsos tokamak semelhantes, correspondentes às figuras 5-14 e 5-21.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
INSTITUTO DE FÍSICA

O efeito da refração fica mais complicado ainda quando a coluna de plasma se desloca vertical ou radialmente. Os deslocamentos máximos observados são, em geral, inferiores a 1 cm (ver Figs. 5-11 a 5-22). Isto pode explicar em parte a diferença de altura dos máximos no sinal do polarímetro, que é observada em muitos disparos.

6.2 Discussão do método

As medições feitas com o polarímetro, estando a antena receptora polarizada a 90° com relação à emissora, mostram, de maneira inequívoca, a presença de rotação de Faraday. Os valores de densidade deduzidos a partir das medições são comparáveis com os resultados obtidos por interferometria.

Nas medições feitas com a antena receptora na mesma polarização que a emissora, observa-se que o sinal tende a ficar próximo de zero após um ou dois milissegundos do início da descarga. Muito provavelmente isto é devido à refração no plasma, que desvia o feixe da direção da antena; a simulação das trajetórias dos raios mostra este efeito claramente (Figs. 2-15 e 2-16).

Para fazer medições mais precisas da densidade por rotação de Faraday, será preciso levar em consideração os efeitos diamagnéticos ou paramagnéticos, que alteram o valor do campo magnético toroidal com relação ao campo sem plasma. Em tokamaks pequenos como o TBR-1, o efeito da inomogeneidade do campo na direção toroidal devida à assimetria toroidal das espiras ("ripple") é mais importante do que o efeito diamagnético, para o cálculo correto da rotação de Faraday.

As dificuldades encontradas neste trabalho para medir a densidade a partir do efeito de rotação de Faraday poderão ser superadas por uma escolha adequada do comprimento de onda do feixe, que minimize os efeitos da refração. Parece recomendável usar um sistema de medição que independa da amplitude do sinal e que não apresente ambigüidade quanto ao sentido de rotação do plano de polarização: em geral isto implica usar feixes linear ou elipticamente polarizados, cujo plano de polarização gira continuamente ou vibra em torno de uma posição (Dodel, 1988; Kunz, 1988; Rice, 1992; Howard, 1993, 1995; Gardner, 1994; Jobes, 1994; Donné, 1995). Desta forma, α_F pode ser obtido a partir de uma medição de diferença de fase, como nos sistemas interferométricos, mas a resolução temporal do instrumento fica limitada pelo dispositivo mecânico (geralmente uma rede de fios girando) que produz a rotação do plano de polarização e pelos amplificadores do tipo lock-in associados ao sistema de detecção. Atualmente, a velocidade máxima de rotação utilizada é de 1 kHz e a resolução temporal é da ordem de 1 ms (Nilson, 1992; Hwang, 1995).

Em resumo, o método utilizado neste trabalho é uma alternativa para medição de densidade eletrônica de plasma no tokamak, desde que seja usado um feixe de comprimento de onda mais curto, para reduzir os efeitos da refração.

6.3 Simulação da rotação de Faraday para o tokamak TCA/BR

O programa *rfrf.m* foi adaptado para simular a rotação de Faraday ao longo dos raios refratados no tokamak TCA/BR, usando a mesma geometria da Fig. 2-5. Os parâmetros usados na simulação estão listados na Tabela 6-1.

Tabela 6-1 *Parâmetros de entrada da simulação da rotação de Faraday no TCA/BR*

$R_m = 0,615$ m	$I_{tor} = 50.000$ A	$n_{em} = 8 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}
$a = 0,180$ m	$N_{esp} = 72$[1]	λ_0 : variável
$b = 0,220$ m	$I_p = 130.000$ A	

As trajetórias dos raios são tais que, sem o efeito da refração, passariam tangentes à circunferência $R = R_m$. Os principais resultados obtidos, para vários comprimentos de onda, são mostrados na Fig. 6-3.

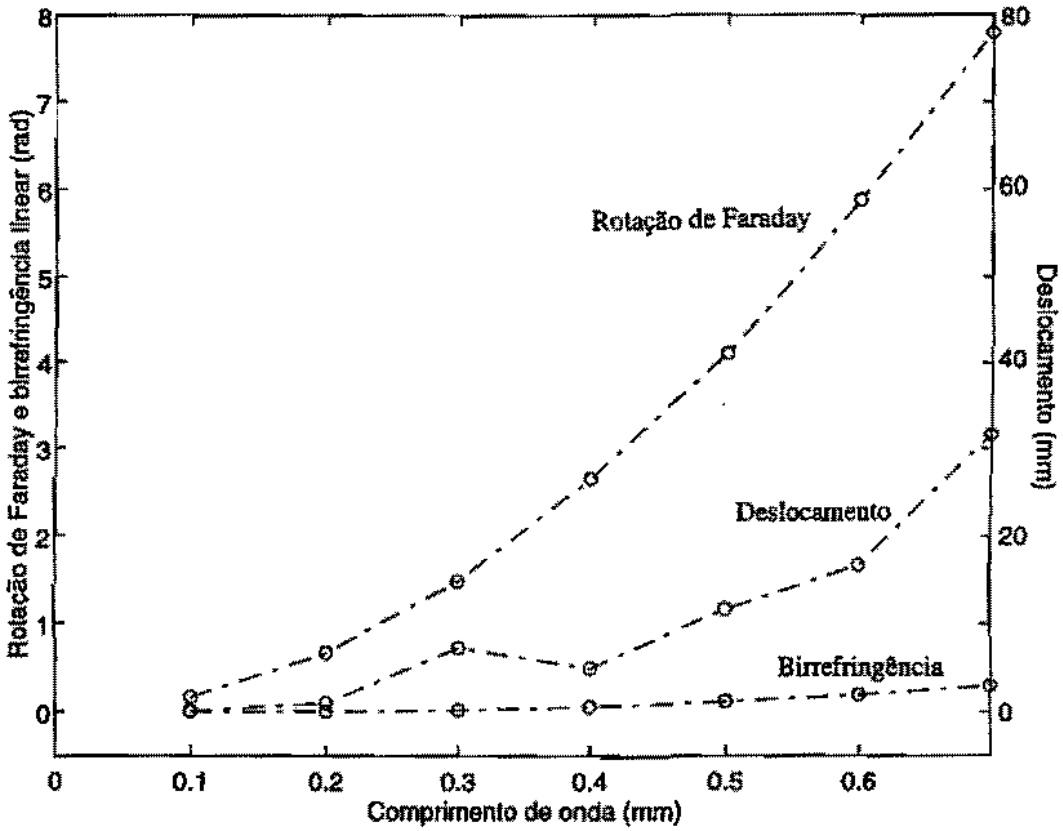


Fig. 6-3 Efeitos da rotação de Faraday e da birrefringência linear calculados para o tokamak TCA/BR com os parâmetros da Tabela 6-1. Os dados de birrefringência estão multiplicados por um fator 10, para facilitar a visualização. O deslocamento lateral do feixe, no ponto em que o raio sai do plasma, corresponde à curva "deslocamento". As trajetórias dos raios foram calculadas supondo que a onda seja circularmente polarizada para a direita.

[1] Número de espiras toroidais.

Os resultados mostrados na Fig. 6-3 confirmam a viabilidade do uso da rotação de Faraday para medição de densidade, desde que o comprimento de onda utilizado seja suficientemente pequeno. Usando, por exemplo, um laser FIR de HCN, que pode produzir um feixe com λ_0 = 337 μm e potência de até 200 mW (Luhmann, 1979), o efeito de rotação de Faraday é de aproximadamente 1,9 rad, enquanto que o efeito de birrefringência linear corresponde a apenas 3,7 mrad. O deslocamento lateral do feixe, devido à refração, é inferior a 10 mm, no ponto onde o raio sai da coluna de plasma. Também poderiam ser usados lasers de bombeamento ótico, como o de CH_3OH bombeado por laser de CO_2, que permite obter várias linhas de intensidade razoável, na faixa de 40 a 1.000 μm. Em particular, a linha mais intensa (λ_0 = 119 μm) seria bastante conveniente para máquinas do porte do TCA/BR ou maiores.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Brambilla, M. and Cardinalli, A., "Eikonal description of H.F. waves in toroidal plasmas", Plasma Physics, vol. 24 (1982), pp. 1187-1218.

- Budden, K.G., "Radio waves in the Ionosphere", University Press, Cambridge (1961).

- Chambers, W.G., Mok, C.L. et al., "Theory of the scattering of electromagnetic waves by a regular grid of parallel cylindrical wires with circular cross section", J. Phys. A: Math. Gen. vol. 13 (1980), pp. 1433-1441.

- Consoli, T. and Dagai, M., "Mesure de la densité electronique par effect Faraday", Proceedings of the 5th. International Conference on Ionization Phenomena in Gases, Munich, 1961, pp. 423-430.

- Costley, A.E.; Hursey, K.H. et al., "Free-standing fine-wire grids: Their manufacture, performance, and use at millimeter and submillimeter wavelengths", J. Opt. Soc. Am., vol. 67 (1977), pp. 979-981.

- Craig, A.D., "The measurement of electron density and poloidal magnetic field in a tokamak by polarization changes in an em wave", Plasma Physics, vol. 18 (1976), pp. 777-790.

- Cummins, W.F., "A stabilized 70 Gc plasma interferometer", Rev. Sci. Instrum., vol. 41 (1970), pp. 234-237.

- Da Silva, R.P., "Transporte de partículas e energia no plasma do tokamak TBR-1: diagnósticos e estudo experimental", Tese de Doutorado, IFUSP, São Paulo - Brasil, 1989.

- Da Silva, R.P. and Nascimento, I.C., "Microwave interferometry in the TBR-1 tokamak", Rev. de Física Aplicada e Instrumentação, vol. 7 (1992), pp. 152-162.

- De Marco, F. and Segre, S.E., "The polarization of an e.m. wave propagating in a plasma with magnetic shear", Plasma Physics, vol. 14 (1972), pp. 245-252.

- Dodel, G. and Kunz, W., "A far-infrared 'polari-interferometer' for simultaneous electron density and magnetic field measurements in plasmas", Infrared Phys., vol. 18 (1988), pp. 773-776.

- Donné, A.J.H., "High spatial resolution interferometry and polarimetry in hot plasmas", Rev. Sci. Instrum., vol. 66 (1995), pp. 3407-3423.

- Efthimion, P.C., Taylor, G. et al., "1-millimiter wave interferometer for the measurement of line integral electron density on TFTR", Rev. Sci. Instrum., vol. 56 (1985), pp. 908-910.

- Elizondo, J.I., Nascimento, I.C., "Wall conditioning by ECR plasmas in a small tokamak", Journal of Nuclear Materials, vol. 165 (1989), pp. 233-237.

- Fagundes, A.N., "The TBR-1 data acquisition system", Revista de Física Aplicada e Instrumentação, vol. 8 (1993), pp. 42-46.

- Gardner, H.J. and Howard, J., "Faraday rotation as a density diagnostic for helical axis stellarators", Plasma Phys. Control. Fusion, vol. 36 (1994), pp. 245-257.

- Ginzburg, V.L., "The propagation of electromagnetic waves in Plasmas", Pergamon Press, Oxford (1964).

- Grolli, M. and Maddaluno, G., "Experimental approach to polarimetric density measurement on FT machine", Nuclear Fusion, vol. 22 (1982), pp. 961-965.

- Heald, M. A. and Wharton, C. B.,"Plasma diagnostics with microwaves", John Wiley, New York, 1965.

- Horowitz, P., Hill, W., "The art of electronics", Cambridge University Press, Cambridge, 1980.

- Howard, J., "A new multichannel heterodyne polarimeter for plasma current and electron density measurements", Infrared Physics, vol. 34 (1993), pp. 175-189.

- Howard, J., "Quadrature polarimetry for plasma Faraday rotation measurements", Rev. Sci. Instrum., vol. 66 (1995), pp. 383-385.

- Hubbard, A.E., "Measurement of electron density on JET by microwave reflectometry", Thesis, Imperial College of Science and Technology, London, May, 1987.

- Huddlestone, H., "Plasma diagnostic techniques", Academic, New York, 1965.

- Hugenholtz, C.A.J., "Microwave interferometer and reflectometer techniques for thermonuclear plasmas", Rijnhuizen Report 90-192, April 1990.

- Hutchinson, I.H., "Principles of plasma diagnostics", Cambridge, University Press, 1987.

- Hutchinson, D.P., Ma, C.H. et al., "Simultaneous measurement of line electron density and Faraday rotation in the ISX-B tokamak", Nuclear Fusion, vol. 21 (1981), pp. 1535-1540.

- Hwang, Y.S., Fredriksen, V. et al., "Microwave polarimetry system in the CDX-U tokamak", Rev. Sci. Instrum., vol. 66 (1995), pp. 379-381.

- Jobes, F.C. and Mansfield, D.K., "Midplane Faraday rotation: A densitometer for large tokamaks", Rev. Sci. Instrum., vol. 63 (1992), pp. 5154-5156.

- Jobes, F.C., "Midplane Faraday rotation: A tokamak densitometer", Rev. Sci. Instrum., vol. 66 (1995), pp. 386-388.

- Kraus, J.D. and Carber, K.R., "Eletromagnetismo", Editora Guanabara dois, Rio de Janeiro, 1978.

- Kunz, W., "First measurement of poloidal-field-induced Faraday rotation in a tokamak plasma", Nuclear Fusion, vol.18 (1978), pp. 1729-1732.

- Kunz, W., and Dodel, G.,"On the measurement of poloidal field distributions in tokamaks by far-infrared polarimetry", Plasma Phys., vol. 20 (1988), pp. 171-174.

- Lachambre, J.L., Gagné, M., "Multichannel submillimeter interferometer/polarimeter for TdeV", Rev. Sci. Instrum., vol. 65 (1994), pp. 3428- 3433.

- Lindberg, L. and Eriksson, A., "Optimum design of a microwave interferometer for plasma density measurements", J. Phys. E: Sci. Instrum., vol. 15 (1982), pp. 548-554.

- Lister, J.B., Means, R.W. et al., "Microprocessor-controlled phase analysis for a 2 mm microwave interferometer on the TCA tokamak", Rev. Sci. Instrum., vol. 53 (1982), pp. 600-605.

- Luhmann, N.C., "Instrumentation and techniques for plasma diagnostics", in Button, K.J. (Editor) "Infrared and Millimeter Waves", vol. 2, Academic Press, New York, 1979.

- Luhmann, N.C., "Instrumentation for magnetically confined fusion plasma diagnostics", Rev. Sci. Instrum., vol. 55 (1984), pp. 279-331.

- Martin, D.H., "Martin-Puplett interferometric spectrometers", in Button, K.J. (Editor) "Infrared and Millimeter Waves", vol. 6, Academic Press, New York, 1982.

- Martin, R., Manero, F., "Determinación de la densidad de un plasma por Interferometria de Microondas", J.E.N. 565, Madrid, 1984.

- Matsuura, K., Fujita, J., "Direct Reading Type Microwave Interferometer", IPPJ-T-29, Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Japan, 1977.

- Mendes, A.C.P., "Estudo da emissão espectral do hidrogênio e da reciclagem de partículas no tokamak TBR-1", dissertação de Mestrado, IFUSP, São Paulo - Brasil, 1993.

- Nilson, D. et al., "Diagnostic upgrades on MTX", Proceedings of the 14th IEEE/NPSS Symposium. Fusion Engineering, IEEE, New York, USA, 1992.

- Oliveira, K.A., "Medidas de Raios X de baixas energias no tokamak TBR-1", dissertação de Mestrado, IFUSP, São Paulo - Brasil, 1994.

- Poincaré, H., "Théorie mathematique de la lumière", G. Carré, Paris, 1892.

- Prunty, S.L., Sexton, M.C. et al., "High resolution far infrared polarimeter for plasma diagnostics", Int. J. Infrared and Millimeter Waves, vol. 12 (1992), pp. 591-608.

- Ramachandran, G.N., Ramaseshan, S., "Cristal Optics", Encyclopedia of Physics, vol. 25/1, Springer, Berlin (1963).

- Ratcliffe, J.A., "The magneto-ionic theory and its application to the ionosphere", University Press, Cambridge (1959).

- Reitz, J.R. and Milford, F.J, "Fundamentos da Teoria Eletromagnética", Editora Campus, 1982.

- Rice, B.W., "Fifteen chord polarimetry system on MTX", Rev. Sci. Instrum., vol. 63 (1992), pp. 5002-5004.

- Segre, S.E., "On the polarimetric measurement of electron density and poloidal magnetic field in tokamaks", Il Nuovo Cimento, vol. 66 B (1981), pp. 153-163.

- Shmoys, J., "Proposed Diagnostic Method for Cylindrical Plasmas", Journal of Applied Physics, vol. 32 (1961), pp. 689-695.

- Simpson, S.W., Nascimento, I.C. e outros, "Design of the TBR tokamak", IFUSP P-155, Universidade de São Paulo - Brasil, 1978.

- Snider, R.T. and Carlstrom, T.N., "Short wavelength interferometer for ITER", Rev. Sci. Instrum., vol. 63 (1992), pp. 4977-4980.

- Soltwisch, H., "Measurement of electron and current density profiles in Textor by means of a far-infrared laser interferometer/polarimeter", Proceedings of the 11th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Aachen, September, 1983.

- Soltwisch, H., "Current distribution measurement in a tokamak by FIR polarimetry", Rev. Sci. Instrum., vol. 57 (1986), pp. 1939-1944.

- Soltwisch, H., "Current density measurements in tokamk devices", Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 34 (1992), pp. 1669-1698.

- Stix, T.H., "Waves in Plasmas", American Institute of Physics, New York, 1992.

- Tuszel, A.G. and Rincoski, C.R.M., "Control of plasma column horizontal position in TBR-1", Proceedings of the IV Latin American Workshop on Plasma Physics, pp. 7-10. Buenos Aires, 1990.

- Ueta, A.Y., "Campo vertical de equilíbrio no tokamak TBR", Dissertação de Mestrado, IFUSP, São Paulo - Brasil, 1985.

- Véron, D., "Submillimeter interferometry of high-density plasmas", in Button, K.J. (Editor) "Infrared and Millimeter Waves", vol. 2, Academic Press, New York, 1979.

- Von Gierke, G., Lisitano, L. et al., "Vergleich Spektroskopischer unter-suchungen mit mikrowellen- und sonden-messungen", Proceedings of the 5th. International Conference on Ionization Phenomena in Gases, Munich, 1961.

- Vuolo, J.H. e Galvão, R.M.O., "The measurement of the electron density in a tokamak by Faraday rotation", Rev. Bras. de Física, (1982) pp. 399-405.

- Vuolo J.H. and Galvão R.M.O., "Linear birefringence and optical activity in the far- infrared propagation in a tokamak", Plasma Physics, vol. 25 (1983), pp. 1215-1235.

- Vuolo J.H., "Birrefringência linear e atividade ótica na propagação de radiação infravermelha distante num tokamak", Tese de Doutorado, IFUSP, São Paulo - Brasil, 1983a.